Phys. Lab.


# Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

## Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

**Herausgeber:**

Prof. Dr. **P. Debye,** Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. I, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

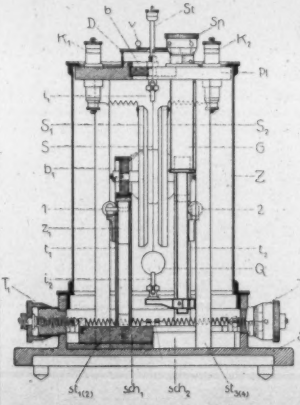
No. 11. Leipzig, 1. Juni 1924. 25. Jahrgang.

No. 663. Printed in Germany.



**Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,**

**München.**



**Saiten-Elektrometer**

**nach Lutz-Edelmann (neue Form).**

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

**G. E. Stechert & Co. in Leipzig,** Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

**Wissenschaftliche Zeitschriften** in vollständigen Reihen

z. B.

**Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.**

*Angebote mit Preisangabe erbeten.*

S. HIRZEL IN LEIPZIG

**W. Moede**

**Experimentelle Massenpsychologie**

Mit 16 Abb. 8°. (VI u. 239 S.) 1920.

Geh. G.-M. 4.—, $ —.95, geb. G.-M. 5.—, $ 1.20.

Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf. Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

*Bibliothek wird fortgesetzt.*

**Prismen, Linsen, Platten**

aus

**Kalkspat, Flußspat, Quarz, Steinsalz, Glas.**

**Gyps- und Glimmerpräparate.**

*Preisliste gratis.*

**R. Halle Nachfolger,** Optisches Institut.

Berlin-Steglitz.

**Einbanddecken** zur Physikalischen Zeitschrift 1923 sind vorrätig und können zum Preise von G.-M. 5.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

**Neuste Konstruktion!**

*Kugelepiskop. D.R.P. 250314.*

**Franz Schmidt & Haensch**

**Berlin S. 42,** Prinzessinnenstraße 16

**Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.**

**Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.**

Preislisten kostenlos.

# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 11. 1. Juni 1924. Redaktionsschluß für No. 13 am 10. Juni 1924. 25. Jahrgang.


INHALT:


**Originalmitteilungen:**

G. Joos u. H. Kulenkampff, Die Erhaltung des Impulses beim Anregungs- und Ionisierungsstoß. S. 257.

A. Wigand u. K. Genthe, Über die Messung der vertikalen Sicht. S. 263.

W. Wessel, Über das Massenwirkungsgesetz in ionisierten Systemen. S. 270.

R. Mecke u. P. Lindau, Über den Bau der zweiten positiven Gruppe der Stickstoffbanden. S. 277.

M. Sende u. G. Wiarda, Über die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in Flüssigkeiten durch ein magnetisches Feld. S. 278.

P. Ludewig, Messung des Emanationsgehaltes der radioaktiven Quellen in Brambach und Oberschlema. S. 280.

F. Schindelhauer, „Zur Elektrodynamik der Vorgänge in der Atmosphäre" des Herrn Fr. Kaftan. S. 281.

C. W. Lutz, Zum Saitenelektrometer neuer Form. S. 282.

88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck vom 21. bis 27. September 1924. S. 282.

**Besprechungen:**

A. u. O. Föppl, Grundzüge der Festigkeitslehre. S. 284.

Schlömilch, Kompendium der höheren Analysis. S. 285.

B. v. Kerékjártó, Vorlesungen über Topologie. S. 285.

J. Boussinesq, Cours de Physique mathématique, Complements au tome III. S. 285.

W. Brand, Der Kugelblitz. S. 286.

W. Köppen, Die Klimate der Erde. Grundriß der Klimakunde. S. 286.

P. Pfeiffer, Organische Molekülverbindungen. S. 286.

P. Walden, Molekulargrößen von Elektrolyten in nichtwäßrigen Lösungsmitteln. S. 287.

H. Greinacher, Bausteine der Atome. S. 288.

W. Wien, Goethe und die Physik. S. 288.

**Personalien.** S. 288.


## ORIGINALMITTEILUNGEN.

### Die Erhaltung des Impulses beim Anregungs- und Ionisierungsstoß.


Von G. Joos und H. Kulenkampff.


#### 1. Einleitung.

Bekanntlich lautet die Bedingung für die Anregung einer Spektrallinie der Frequenz $\nu = \frac{1}{h}(W_2 - W_1)$ durch Elektronenstoß:

$$\tfrac{1}{2} m v^2 \geq W_2 - W_0. \qquad (1)$$

Dabei bedeutet $W_0$ die Energie des Atoms im Normalzustand, $W_2$ diejenige im Endzustand des Stoßes, der zugleich der Ausgangszustand für die Emission ist, $W_1$ den Endzustand nach der Emission, der nicht notwendig mit $W_0$ identisch zu sein braucht. Diese Beziehung stellt nur die Energiebilanz dar, sie bedeutet, daß die kinetische Energie des Elektrons mindestens gleich der Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand sein muß. Wenn auch beim heutigen Stand der Forschung wenig Aussicht besteht, in die Einzelheiten des Stoßvorgangs einzudringen, so kommt man doch noch einen Schritt weiter, wenn man gemäß den Gesetzen der Mechanik für den Gesamtvorgang außer der Erhaltung der Energie noch die Erhaltung von Impuls und Drehimpuls verlangt. Denn was auch für Gesetze die Einzelheiten des Stoßvorganges regeln, für das Endergebnis behalten die Integralgesetze der Mechanik ihre Gültigkeit. Die Hinzunahme der Impulsbedingung führt beim Elektronenstoß nur zu einer praktisch belanglosen Korrektur der üblichen Anregungsbedingung, dagegen ergeben sich aus der Anwendung der so abgeleiteten Bedingungen auf den Stoß von Kanalstrahlen wichtige Beziehungen.

Was die Erhaltung des Drehimpulses betrifft, so wird durch diese Bedingung jedenfalls die Anregungsfunktion, d. h. die Abhängigkeit der Ausbeute an anregenden Stößen von der Stoßgeschwindigkeit beeinflußt. Für die Frage nach der Mindestgeschwindigkeit, die wir in erster Linie untersuchen wollen, kommt die Erhaltung des Drehimpulses als einschränkende Bedingung wohl nicht in Frage, da, wie unten näher belegt werden wird, bei den aus Energie- und Impulssatz abgeleiteten Mindestgeschwindigkeiten in allen beobachteten Fällen bis auf eine Ausnahme die Anregung auch tatsächlich stattfindet, und in dem einzigen bekannten Ausnahmefall, bei dem trotz Erfüllung der beiden Bedingungen keine Anregung stattfindet (vgl. S. 259), die Ursache kaum mit der Erhaltung des Drehimpulses zusammenhängen dürfte. Aus diesem Grund wollen wir, zumal sich auch der Ansatz für die Erhaltung des Drehimpulses nicht ohne eine gewisse Willkür machen läßt — es bleibt als unbestimmte Größe der „Hebelarm" des Stoßes — die Untersuchung dieser Bedingung zurückstellen, uns nur mit der Erhaltung des Impulses befassen und uns auf den Grenzfall eines zentralen Stoßes beschränken.

Es taucht nun sofort die Frage auf: Ist der Ansatz so zu machen, als ob sich der Stoß gegen das gesamte Atom richtet, dessen ganze Masse in die Impulsgleichung einzusetzen ist, oder spielt sich der Stoßvorgang nur zwischen dem stoßenden Teilchen und dem Elektron ab, das in eine kernfernere Bahn geworfen wird, bzw. ganz aus dem Atomverband ausscheidet? Wir werden an Hand des experimentellen Materials sehen, daß die beiden hier aufgestellten Alternativen wirklich auftreten, die erste im Fall kleiner, die zweite im Fall großer Geschwindigkeiten. In letzterem wird nämlich das getroffene Elektron aus dem Atomverband abgerissen, ehe die Bindungskräfte, die es mit dem Atomrest verknüpfen, den Stoß an diesen fortgepflanzt haben. Derselbe Gedanke liegt ja auch der Bohrschen Theorie der Absorption[1]) von Korpuskularstrahlen zugrunde.

## 2. Anregungsstoß[2]) bei kleinen Geschwindigkeiten.

Wir untersuchen zunächst die Konsequenzen der ersten Annahme, nach der für den Stoßvorgang die ganze Masse des getroffenen Atoms maßgebend ist. Wir wollen dabei den allgemeinen Fall zweier Elektronensysteme untersuchen, von denen das erste die Masse $M_1$, vor dem Stoß die Geschwindigkeit $u_1$, nach dem Stoß die Geschwindigkeit $v_1$, das zweite entsprechend die Masse $M_2$ und die Geschwindigkeiten $u_2$ und $v_2$ habe. Bezeichnet man die zur Anregung bzw. Ionisierung aufzuwendende Energie mit $W$ (statt $W_2 - W_0$), so lautet die Energiebilanz

$$\tfrac{1}{2}M_1u_1^2 + \tfrac{1}{2}M_2u_2^2 = \tfrac{1}{2}M_1v_1^2 + \tfrac{1}{2}M_2v_2^2 + W, \quad (2)$$

während die Erhaltung des Impulses ergibt:

$$M_1u_1 + M_2u_2 = M_1v_1 + M_2v_2. \quad (3)$$

Löst man nach $v_1$ und $v_2$ auf, so erhält man:

$$v_1 = \frac{u_2 + \frac{M_1}{M_2}u_1 - \sqrt{(u_1-u_2)^2 - 2W\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right)}}{1+\frac{M_1}{M_2}} \quad (4)$$

$$v_2 = \frac{u_1 + \frac{M_2}{M_1}u_2 + \sqrt{(u_1-u_2)^2 - 2W\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right)}}{1+\frac{M_2}{M_1}}. \quad (5)$$

Dabei bestimmt sich das Zeichen der Wurzel aus der Forderung, daß die Formeln für $W = 0$ in die gewöhnlichen Formeln des elastischen Stoßes übergehen müssen. Die Diskussion dieser Gleichungen führt zu wichtigen Folgerungen:

a) Allgemeine Anregungsbedingung: Da der Ausdruck unter dem Wurzelzeichen nicht negativ sein kann, folgt als allgemeine Anregungsbedingung:

$$\frac{1}{2}\frac{1}{\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}}(u_1-u_2)^2 \geq W. \quad (6)$$

Führt man eine „resultierende Masse" ein durch die Gleichung:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}, \quad (7)$$

so ergibt sich:

$$\tfrac{1}{2}\mu(u_1-u_2)^2 \geq W. \quad (6a)$$

Die unter Berücksichtigung der Erhaltung des Impulses gewonnene Anregungsbedingung unterscheidet sich also von der rein energetisch für den Elektronenstoß geltenden nur dadurch, daß an Stelle der Elektronenmasse $m$ die resultierende Masse $\mu$ getreten ist. Im Fall, daß sich das getroffene System ebenfalls bewegt, geht nur die Relativgeschwindigkeit der beiden Systeme ein.

Der Gleichung (6) kann man noch eine etwas andere Deutung geben: Bezieht man nämlich alle Geschwindigkeiten auf das Koordinatensystem, in dem der Schwerpunkt der beiden zusammenstoßenden Systeme ruht, so ergibt eine einfache Rechnung folgende Formulierung der allgemeinen Anregungsbedingung: Die Summe der kinetischen Energien, bezogen auf das im Schwerpunkt ruhende Koordinatensystem, muß mindestens gleich der am Atom zu leistenden Arbeit sein.

In dem Sonderfall, daß eines der beiden Systeme aus einem einzigen Elektron von der Masse $m$ besteht, überwiegt in Gleichung (7) das Glied $1/m$ gegen $1/M_2$, so daß die resultierende Masse gleich der Elektronenmasse wird und man die alte Anregungsbedingung für den Elektronenstoß erhält. Da es nur auf die Relativgeschwindigkeit ankommt, ist es gleichgültig, ob man Elektronen gegen Atome oder Atome gegen ruhende Elektronen schießt.

Anders liegt die Sache, wenn die beiden Massen $M_1$ und $M_2$ von der gleichen Größenordnung sind, wie es beim Leuchten der Kanalstrahlen der Fall ist. Ist speziell das gestoßene Atom, das wir, ohne die Allgemeinheit zu be-

1) N. Bohr, Phil. Mag. **25**, 10. 1913; **30**, 581, 1915; vgl. dazu auch W. Bothe, Jahrb. d. Radioakt. **20**, 46, 1923.

2) Hier und im folgenden wollen wir, soweit nicht ausdrücklich unterschieden ist, in die Bezeichnung „Anregung" auch den Fall der Ionisierung einschließen.

schränken, als ruhend annehmen können, von gleicher Art wie das stoßende, so wird

$$\mu = M/2$$

und die Anregungsbedingung lautet

$$\tfrac{1}{2} M u_1^2 \geq 2W. \qquad (8)$$

Führt man als Maß der Geschwindigkeit des Kanalstrahlteilchens die von ihm durchlaufene Spannung $V$ ein, aus der für ein einfach geladenes Teilchen die Geschwindigkeit $u$ gemäß der Beziehung

$$\tfrac{1}{2} M u^2 = eV$$

folgt, und drückt die Anregungsenergie in üblicher Weise durch die Anregungsspannung $V'$ aus, d. h. diejenige Spannung, die ein Elektron zur Anregung durchlaufen muß, so wird in diesem Fall (Zusammenstoß zweier Atome gleicher Masse):

$$V = 2V' \qquad (8a)$$

d. h. das Teilchen muß ein Potentialgefälle gleich der doppelten Anregungsspannung durchlaufen haben, um anregen zu können. Die Geschwindigkeit ist dabei wegen der größeren Masse bedeutend kleiner (bei Wasserstoffkanalstrahlen 30mal kleiner) als die eines Elektrons, das eben anregen kann.

Beobachtungen an derart langsamen Kanalstrahlen, die an einer Wehnelt-Kathode erzeugt wurden, sind von Dempster[1]) angestellt worden. Er findet Lichterregung bis herab zu etwa 5 Volt. Da die Anregungsspannung der in Betracht kommenden Linien etwa 3 Volt beträgt, paßt dies vorzüglich zu der von uns abgeleiteten Anregungsbedingung. Dempster bemerkt noch, daß bei diesen kleinen Geschwindigkeiten nur die geladenen Atome anregen, während die ungeladenen wesentlich größere Geschwindigkeiten haben müssen. Der Grund für dieses Verhalten geht aus unseren Betrachtungen nicht hervor, doch dürfte er kaum in der Bedingung der Erhaltung des Drehimpulses (vgl. Einleitung) liegen, eher läßt es sich dadurch verstehen, daß man als das eigentliche Wesen des Anregungsstoßes die Einwirkung eines starken inhomogenen Feldes annimmt, das einen Mindestwert haben muß, der in dem vorliegenden Fall vom neutralen Atom nicht erreicht wird.

b) Geschwindigkeitsübertragung an das gestoßene Atom: Nehmen wir wieder $M_2$ als ruhend an, so wird nach (5)

$$v_2 = \frac{u_1 + \sqrt{u_1^2 - 2W \cdot 1/\mu}}{1 + \dfrac{M_2}{M_1}}. \qquad (9)$$

Es sei nun:

$\alpha$) Das stoßende Teilchen ein Elektron; dann wird hiernach am kritischen Punkt an ein gestoßenes Atom weniger als ein Tausendstel der Elektronengeschwindigkeit übertragen. Für langsame Kathodenstrahlen, für die allein diese Überlegungen gelten, wird die so erreichte Geschwindigkeit von der Größenordnung der Wärmebewegung, so daß sie sich einem experimentellen Nachweis entzieht.

$\beta$) Das stoßende Teilchen habe eine Masse von gleicher Größenordnung wie das gestoßene. In diesem Fall findet eine beträchtliche Geschwindigkeitsübertragung statt: Ist z. B. $M_1 = M_2$, so wird am kritischen Punkt $v_2 = u_1/2$. Oberhalb der kritischen Geschwindigkeit wird die übertragene Geschwindigkeit noch größer bis zum Grenzwert $v_2 = u_1$.

Die Frage der Geschwindigkeitsübertragung ist an langsamen Kanalstrahlen noch nicht experimentell untersucht worden. Versuche von W. Wien[1]) über diese Frage wurden mit sehr schnellen Kanalstrahlen (10000 bis 20000 Volt gegenüber einigen 10 Volt bei Dempster[1]) ausgeführt und ergaben keine Geschwindigkeitsübertragung. Dies stützt die eingangs erwähnte Auffassung, daß bei großen Relativgeschwindigkeiten der stoßenden Systeme ein anderer Ansatz zu machen ist.

c) Das Schicksal des stoßenden Teilchens: aus (4) folgt für $u_2 = 0$:

$$v_1 = \frac{\dfrac{M_1}{M_2} u_1 - \sqrt{u_1^2 - 2W \cdot 1/\mu}}{1 + \dfrac{M_1}{M_2}}. \qquad (10)$$

Ist das stoßende Teilchen ein Elektron, so wird im Fall, daß seine Geschwindigkeit zur Anregung eben ausreicht,

$$v_1 = \frac{u_1 \dfrac{m}{M_2}}{1 + \dfrac{m}{M_2}},$$

also praktisch null. Ist dagegen die Geschwindigkeit wesentlich größer, so findet Reflexion statt (wegen des negativen Vorzeichens der Wurzel). Nach den Angaben von Lenard[2]) findet derartige echte Reflexion bei kleinen Geschwindigkeiten tatsächlich statt, während sie bei großen bisher nicht beobachtet wurde.

Im Falle von Kanalstrahlen erhält man entsprechend:

$$v_1 = \frac{\dfrac{M_1}{M_2} u_1 - \sqrt{u_1^2 - 2\dfrac{W}{\mu}}}{1 + \dfrac{M}{M_2}}.$$

1) A. J. Dempster, Phys. Rev. **8**, 652, 1916.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **43**, 955, 1914.

2) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg 1918, S. 191.

Handelt es sich hierbei um gleiche Massen, also um Kanalstrahlen, die nicht in einem fremden Gas verlaufen, so wird in der Nähe der Anregungsgrenzgeschwindigkeit $\left(u_1^2 = 2\frac{W}{\mu}\right)$:

$$v_1 = \tfrac{1}{2} u_1 .$$

Bei größeren Geschwindigkeiten wird die Bewegung des stoßenden Teilchens noch stärker gehemmt, und im Grenzfall einer gegen seine kinetische Energie verschwindend kleinen Ablösungsarbeit $W$ geht sie vollkommen auf Null herunter; es entspricht dies einfach dem Fall eines vollkommen elastischen Stoßes, bei dem keine Anregung erfolgt. Die gesamte Bewegungsgröße wird dann an das getroffene Teilchen übertragen; diese würde also in jeder Hinsicht als Fortsetzung des Strahles erscheinen. Dieser Fall besitzt deshalb geringe Bedeutung und man entnimmt daraus nur so viel, daß durch Messungen an Kanalstrahlen, die im Gas des Entladungsraumes verlaufen, keine näheren Aufschlüsse über die betrachteten Stoßvorgänge zu erwarten sind.

Treffen dagegen die Kanalstrahlen gegen schwerere Atome, so werden sie nach unserer obigen Gleichung reflektiert bei Geschwindigkeiten, die je nach dem Massenverhältnis mehr oder weniger oberhalb der Grenzgeschwindigkeit liegen. In der Tat sind nun bei mäßigen Geschwindigkeiten reflektierte Kanalstrahlen mehrfach beobachtet worden. Nach Messungen von Stark und Steubing[1]) sind sie in großer Zahl nur bei kleinen Geschwindigkeiten von der Größenordnung einiger 100 Volt vorhanden; mit zunehmender Strahlengeschwindigkeit nimmt ihre Anzahl ab. Wir haben oben bereits darauf hingewiesen, daß auch die entsprechende Geschwindigkeitsübertragung an das gestoßene Atom bei langsamen Kanalstrahlen vorhanden sein kann, während bei schnellen Strahlen beides — Reflexion und Geschwindigkeitsübertragung — äußerst selten wird und sich der direkten Messung entzieht.

In dem Maße also, wie die Stoßvorgänge der bisher betrachteten Art seltener werden, treten offenbar die der zweiten Art hervor, die wir im Grenzfall äußerst großer Geschwindigkeiten ($\alpha$-Strahlen) darin sehen, daß der Stoß gegen das abgetrennte Elektron allein geführt wird. Alle Beobachtungen deuten aber darauf hin, daß der Übergang ein kontinuierlicher ist; zwischen beiden Grenzen liegt die große Mannigfaltigkeit aller der Stöße, bei denen die Bindungskräfte zwischen Elektron und Restatom noch eine gewisse, aber schwer anzugebende Rolle spielen.

1) J. Stark und W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**, 974, 1909.

### 3. Anregungsstoß bei großen Geschwindigkeiten.

Als „große Geschwindigkeiten" wollen wir solche definieren, bei denen die kinetische Energie des stoßenden Teilchens, bezogen auf das anzuregende Atom, groß ist gegen die zu leistende Ablösungsarbeit des Atomelektrons. Die obigen Ansätze, bei denen der Stoß sich gegen das ganze Atom richten soll, stehen, wie bereits erwähnt wurde, für diesen Fall im Widerspruch mit der Erfahrung. Es muß also jetzt ein neuer Ansatz gemacht werden, der sich zwar nicht in so eindeutiger Weise ergibt, wie der erste; aber die Lösung ist doch sicher in der Richtung zu suchen, daß der eigentliche Stoßvorgang nicht mehr zwischen dem stoßenden Teilchen und dem ganzen Atom stattfindet, daß er vielmehr im Grenzfall nur noch das Atomelektron betrifft, das in eine höhere Quantenbahn geworfen bzw. abgetrennt wird. Das bedeutet, daß man für den Stoßvorgang dieses Elektron als praktisch frei ansehen muß.

Die konsequente Durchführung dieses Gedankens führt allerdings, sofern man die gewöhnliche Mechanik hier noch anwenden kann, zu einer bedenklichen Folgerung: Da dann nämlich für den Stoßvorgang selbst nur die Relativgeschwindigkeit des abzulösenden Elektrons gegen das stoßende Teilchen in Betracht kommt, müßte man die Bahngeschwindigkeit des Elektrons berücksichtigen, die sich zur Relativgeschwindigkeit zwischen stoßendem Teilchen und Atom, je nach dem Punkte der Bahn, wo der Stoß trifft, mit verschiedenem Bruchteil bald addiert, bald von ihr subtrahiert. Besteht diese Überlegung zu Recht, so existiert für die Anregung durch schnelle Ionen (z. B. $\alpha$-Strahlen) überhaupt keine scharfe Geschwindigkeitsgrenze, sondern es können Anregungsstöße noch vorkommen bei Geschwindigkeiten bis herunter zum dritten Teil des Mittelwerts aus beiden Extremfällen. Allerdings ist, wie unten näher ausgeführt werden soll, auch dann keine vollkommen scharfe Anregungsgrenze zu erwarten, wenn man die Bahngeschwindigkeit außer acht läßt. Immerhin aber besteht vielleicht hier die Möglichkeit, von der Existenz der Bahngeschwindigkeit direkte Kunde zu erhalten[1]).

Für unsere rein orientierenden Rechnungen wollen wir indes die Bahngeschwindigkeit außer Betracht lassen; die Geschwindigkeitsgrenze für den Anregungsstoß, die wir so erhalten, stellt für den Fall, daß die Bahngeschwindigkeit berücksichtigt wird, einen mittleren Wert dar,

1) Theoretisch ist die Bahnbewegung bereits von P. Debye (Phys. Zeitschr. **22**, 302, 1921) zur Erklärung der gaskinetischen Abstoßungskräfte herangezogen worden.

oberhalb dessen mehr, unterhalb dessen weniger als 50 Proz. der Stöße zur Anregung führen können.

Als Bedingung für die Anregung stellen wir die naheliegende Forderung auf, daß an das Elektron beim Stoß mindestens eine kinetische Energie übertragen wird, die gleich der zu leistenden Anregungsarbeit $W$ ist. Den Maximalwert der übertragbaren kinetischen Energie können wir dabei nach den einfachen Gesetzen des zentralen, elastischen Stoßes berechnen, auch im Fall des Stoßes zwischen Elektron und positivem Ion. Denn wie bereits in der kinetischen Gastheorie gezeigt wird, lassen sich durch diese die Zusammenstöße sowohl bei anziehenden, als auch bei abstoßenden Kräften mit guter Annäherung darstellen. An das im Atom als ruhend gedachte Elektron kann demnach von einem stoßenden Elektron eine Geschwindigkeit übertragen werden, die gerade gleich dessen Relativgeschwindigkeit zum Atom ist, von einem stoßenden Ion, dessen Masse groß ist gegen die Elektronenmasse, dagegen eine solche gleich der doppelten Relativgeschwindigkeit zwischen Ion und Atom.

a) Die Anwendung dieser Überlegungen auf den Elektronenstoß ist gemäß unserer Definition der großen Geschwindigkeiten in der Nähe der Grenzgeschwindigkeit nicht zulässig; man sieht aber leicht, daß man zur alten Anregungsbedingung gelangen würde. Für den Fall großer Geschwindigkeiten wollen wir nur bemerken, daß nach der jetzigen Auffassung Reflexionen nicht stattfinden können, eine Folgerung, die durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt wird.

b) Für den Ionenstoß, der uns hier besonders interessiert, erhalten wir als Anregungsbedingung: Es muß die Relativgeschwindigkeit des Ions gegen das Atom

$$u_r \geq \sqrt{\frac{W}{2m}} \qquad (11)$$

sein. Wie bereits erwähnt wurde, ist allerdings diese Bedingung wohl nicht in dem Sinne aufzufassen, daß durch sie eine scharfe Anregungsgrenze festgelegt sei. Wahrscheinlich vermag auch ein Teilchen kleinerer Geschwindigkeit noch anzuregen; dann müssen aber notwendig die Bindungskräfte zwischen dem Elektron und seinem Atom zur Geltung kommen, es wird Bewegungsenergie an das ganze Atom übertragen und das stoßende Teilchen erleidet eine wesentliche Einbuße an kinetischer Energie. Die Folge muß sein, daß es nach verhältnismäßig wenigen Anregungsstößen selbst zur Ruhe kommt, während im Gegensatz dazu bei Geschwindigkeiten oberhalb des durch (11) gegebenen Grenzwertes Anregung bei nahezu freier Durchquerung möglich ist. Wir wollen, wenn sich dies auch nicht durch Beobachtungen direkt belegen läßt, noch bemerken, daß bei Geschwindigkeiten unterhalb des Grenzwertes, vermöge der mehr und mehr hervortretenden Einwirkung des ganzen Atoms auf den Stoßvorgang, eine stärkere Diffusion des $\alpha$-Strahls oder Kanalstrahls erwartet werden darf.

$\alpha$) Am reinsten ausgeprägt finden wir den hier betrachteten Fall in den $\alpha$-Strahlen. Die $\alpha$-Strahlen des $RaC$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit von $1{,}922 \cdot 10^9$ cm/sec besitzen eine kinetische Energie, die rund 500000 mal größer ist als die Ionisierungsarbeit (etwa 16 Volt) eines Stickstoff- oder Sauerstoffatoms; unsere obige Voraussetzung ist also zweifellos erfüllt. So ist denn ja auch bekannt, daß ein $\alpha$-Teilchen eine außerordentlich große Zahl von Atomen zu ionisieren vermag, ohne kinetische Energie an diese zu übertragen. Die Grenzgeschwindigkeit, unterhalb deren dies nicht mehr möglich ist, ergibt sich aus (11) für eine Ionisierungsarbeit von 16 Volt zu

$$u_r = 1{,}2 \cdot 10^8 \text{ cm sec} = 0{,}062 \cdot v_0,$$

wenn wir mit $v_0$ in üblicher Weise die Anfangsgeschwindigkeit der $\alpha$-Strahlen des $RaC$ bezeichnen.

Damit sollte also das Ende der Reichweite gegeben sein. Die kleinste Geschwindigkeit, die gegen das Ende der Reichweite hin festgestellt wurde, ist etwa doppelt so groß; Rutherford[1]) gibt einen Wert von ungefähr $0{,}15 \cdot v_0$ an. Dies ist indessen nicht als ein Widerspruch gegen unsere Überlegungen aufzufassen; man hat nur zu bedenken, daß zur Erzeugung wahrnehmbarer Szintillationen das $\alpha$-Teilchen mindestens noch mehrere Hundert Leuchtzentren durchqueren und anregen muß. Der Grenzgeschwindigkeit von $0{,}063 \cdot v_0$ kommt aber nach dem oben Gesagten gerade die Bedeutung zu, daß für diese, wie für kleinere Geschwindigkeiten, das $\alpha$-Teilchen hierzu nicht mehr imstande ist, und auch für wenig größere Geschwindigkeiten werden die Szintillationen so schwach sein, daß sie sich der Beobachtung entziehen.

Es ergibt sich also aus diesen einfachen Betrachtungen eine durchaus plausible Größe für die Grenzgeschwindigkeit der $\alpha$-Strahlen. Man fühlt sich nun versucht, die gleiche Betrachtung auf die Umladung der $\alpha$-Strahlen anzuwenden und entsprechend eine Grenzgeschwindigkeit für die Rückbildung eines $\alpha$-Teilchens aus einem einfach geladenen $He^+$-Teilchen zu berechnen. Allerdings haben wir es dann nicht mehr mit

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **47**, 277, 1924.

dem Stoß eines reinen Atomkernes zu tun, sondern mit zwei Elektronensystemen, aber man wird für eine erste Orientierung etwa annehmen können, daß Ionisierung des $He^+$-Teilchens nur dann eintritt, wenn es einem Atom des ruhenden Gases so nahe kommt, daß wesentlich dessen Kern, allenfalls die sehr festgebundenen inneren Elektronen, den eigentlichen Stoß ausüben. Da lediglich die Relativgeschwindigkeit beider Atomsysteme in Betracht kommt, ist also einfach der obige Ansatz für eine Ionisierungsarbeit von 54 Volt auszuwerten; dies liefert eine Grenzgeschwindigkeit

$$u_r = 2{,}18 \cdot 10^8 \text{ cm sec} = 0{,}114 \cdot v_0.$$

Rutherford[1]) hat Umladungen im Sinne $He^+ \rightarrow He^{++}$ festgestellt bis herunter zur Geschwindigkeit $0{,}23 \cdot v_0$: Messungen für kleinere Geschwindigkeiten sind uns nicht bekannt, so daß wir nicht angeben können, ob unterhalb $0{,}113 \cdot v_0$ Umladungen in diesem Sinne tatsächlich nicht mehr vorkommen, bzw. nur vorkommen in Verbindung mit teilweisem Austausch der kinetischen Energie beider Atomsysteme.

$\beta$) Bei Betrachtung der Kanalstrahlen wollen wir uns mit einigen orientierenden Angaben begnügen und schreiben dafür zweckmäßig — mit den bereits oben eingeführten Bezeichnungen — die Bedingungsgleichung (11) so, daß sich die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen in Volt ausdrückt. Man erhält dann:

$$V \geq \frac{1}{4}\frac{M}{m} V'. \qquad (11a)$$

Dies liefert beispielsweise für Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff ($V' = 13{,}5$ Volt) eine Grenzgeschwindigkeit

$$V = 6200 \text{ Volt},$$

in Sauerstoff ($V' =$ ca. 16 Volt) eine Grenzgeschwindigkeit

$$V = 7400 \text{ Volt}.$$

Oberhalb dieser Werte also sollten den Wasserstoffkanalstrahlen im wesentlichen die Eigenschaften von $\alpha$-Strahlen zukommen. Nachdem für letztere die Umladungserscheinungen in gleicher Art, wie sie bei Kanalstrahlen bekannt sind, festgestellt worden sind, steht dieser Folgerung offenbar nichts im Wege. So gibt auch Rutherford an, daß sich seine Messungen über die freien Weglängen der Umladungen an $\alpha$-Strahlen denjenigen von Rüchardt[1]) an Wasserstoffkanalstrahlen so gut anschließen, wie bei der Verschiedenheit der Versuchsbedingungen und der Geschwindigkeitsbereiche erwartet werden darf.

1) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**, 377, 1923.

Da nach dem, was wir oben ausgeführt haben, Umladungen und Anregung auch noch bei Geschwindigkeiten unterhalb des kritischen Wertes wohl möglich sind, und zwar bei den niedrigen Gasdrucken, bei denen alle Messungen an Kanalstrahlen ausgeführt werden, noch auf sehr beträchtliche Wegstrecken hin, können wir nicht erwarten, daß sich bei Untersuchungen dieser Art die Grenzgeschwindigkeit als solche ausprägt. Dagegen sollte sie bei Messungen des wahren Absorptionskoeffizienten hervortreten. Dieser sollte erst unterhalb der kritischen Geschwindigkeit eine nennenswerte Größe erreichen, wenn unter Absorption nicht Geschwindigkeitsverlust, sondern Verminderung der Zahl der Kanalstrahlteilchen verstanden wird. Diese Folgerung steht allerdings im Widerspruch zu Messungen von Wien[1]) und von Königsberger und Kutschewski[2]).

Wie man aus (11a) ableitet, liegen alle bisherigen Messungen an Kanalstrahlen schwererer Gase (mit Ausnahme von $He$) im Geschwindigkeitsbereich unterhalb der Anregungsgrenze. Die Tatsache, daß auch hier Anregung und Umladungen vorkommen, weist mit aller Deutlichkeit auf den Punkt hin, den wir schon mehrfach hervorgehoben haben, daß nämlich die Anregungsbedingung beides in diesem Geschwindigkeitsgebiet nicht absolut ausschließt. Sie verlangt aber, daß in allen diesen Fällen gleichzeitig mit dem Anregungsstoß auch eine teilweise Übertragung von kinetischer Energie an das Atom stattfindet. Wieviel Energie übertragen wird, dürfte davon abhängig sein, um wieviel die Geschwindigkeit unterhalb des kritischen Wertes liegt.

Daß W. Wien[3]) bei Anregung von Quecksilber durch Jodkanalstrahlen eine Geschwindigkeitsübertragung an das Quecksilberatom von höchstens 2 Proz. der maximal verfügbaren fand, läßt sich also wohl verstehen; beträchtliche Geschwindigkeitsübertragung findet wahrscheinlich erst bei viel kleineren Geschwindigkeiten statt. Wir nähern uns damit dem Gebiet, welches wir im ersten Teil betrachtet haben, wo wir bereits aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial zu den gleichen Folgerungen gelangten. Quantitative Angaben lassen sich über die hier vorliegenden Verhältnisse kaum machen, vielmehr sind wir der Ansicht, daß umgekehrt aus geeigneten Messungen Aufschlüsse über die beim Stoß wirksamen Bindungskräfte zu erhalten sind.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.
2) H. E. Königsberger und J. Kutschewski, Ann. d. Phys. **37**, 161, 1912.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **43**, 955, 1914.

Zusammenfassung.

1. Beim Anregungsstoß ist außer der Erhaltung der Energie noch die Erhaltung des Impulses zu fordern; für den Ionenstoß führt dies zu neuen Anregungsbedingungen.

2. Unter der Voraussetzung, daß bei kleinen Relativgeschwindigkeiten der Stoßvorgang zwischen dem stoßenden Teilchen und dem ganzen getroffenen Atom stattfindet, ergibt sich für die Anregung durch langsame Kanalstrahlen: Ihre Geschwindigkeit muß mindestens doppelt so groß sein, als die im Falle des Elektronenstoßes zur gleichen Anregung erforderliche; ein solcher Stoß ist mit großer Geschwindigkeitsübertragung an das getroffene Atom verbunden. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den wenigen bisher vorhandenen Beobachtungen.

3. Bei großen Geschwindigkeiten bleiben wir im Einklang mit der Erfahrung, wenn wir annehmen, daß der Stoß im wesentlichen gegen ein einzelnes Atomelektron geführt wird. In diesem Fall findet keine Geschwindigkeitsübertragung an das Atom statt; die Grenzgeschwindigkeit für die Anregung liegt bedeutend höher. Aus diesem Ansatz ergibt sich die Geschwindigkeit der $\alpha$-Strahlen am Ende ihrer Reichweite von der richtigen Größenordnung.

4. Zwischen beiden Extremen liegt ein Geschwindigkeitsbereich, für welchen sich die Verhältnisse nur qualitativ als Mittel zwischen beiden Grenzfällen überblicken lassen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 30. April 1924.)

## Über die Messung der vertikalen Sicht [1]).

Von A. Wigand und K. Genthe.

Inhalt: 1. Allgemeines. — 2. Ballone. — 3. Meßinstrumente. — 4. Beobachtung. — 5. Auswertung. — 6. Diskussion von Messungsergebnissen. — 7. Vertikale Sichtweite und Sichtskala. — 8. Zusammenfassung.

### 1. Allgemeines.

Will man die Methode des Sichtmessers zur Bestimmung der vertikalen Sicht mit Hilfe von Pilotballonen verwenden, so hat man neben der Einstellung des Sichtmessers die Aufgabe, die Entfernung, Höhe und Richtung des Ballons zu messen. Während bei der horizontalen Sichtmessung die Zielentfernung sich einfach aus der Karte abgreifen läßt, ist man bei der Höhensicht zu der umständlicheren Handhabung eines Anschneidegerätes genötigt. Als geeignetstes Instrument kommt dafür ein Pilotballontheodolit in Frage, dessen Fernrohr auch zur Erhöhung der Erkennbarkeit des Ballons bei den größeren Entfernungen erforderlich ist. Man bringt dazu zweckmäßig einen Stufensichtmesser vor das Objektiv des Theodolit-Fernrohrs.

Für eine systematische Anwendung dieser neuen optischen aerologischen Methode zu Untersuchungen über das Verhalten der Höhensicht unter den wechselnden meteorologischen Bedingungen und ihre Ausnutzung zum Studium der atmosphärischen Struktur ist es das Gegebenste, diese Messungen den üblichen regelmäßigen Pilotballonaufstiegen anzuschließen. Da dann sowieso die Entfernung, Höhe und Richtung des Ballons bestimmt wird, ist es ein leichtes, nebenher die Sichtberechnung auszuführen.

### 2. Ballone.

Als Pilotballone wurden neben einigen Gummiballonen in der Hauptsache die während des Krieges im Heereswetterdienst eingeführten Papierballone benutzt. Diese Einheitsballone von 1,20 m horizontalem Durchmesser zeichnen sich durch große Gleichmäßigkeit in Farbe und Form aus. Ihr Steigwert kann so gewählt werden, daß sich der Ballon beim Vorschalten der Mattglasfilter des Sichtmessers stets bequem verfolgen läßt.

Die Vorzüge des Papierballons vor dem Gummiballon bei der Höhensichtmessung sind im Abschnitt 3 der vorangehenden Untersuchung „zur Präzisierung der Sichtmessung“ eingehend besprochen worden. Es wurde vorderhand wegen der hier vorliegenden Komplikationen von der Bearbeitung der mit Gummiballonen ausgeführten Höhensichtmessungen abgesehen, unter Beschränkung auf die zu Sichtmessungen unternommenen, bis 6 km Höhe reichenden Papierpilotaufstiege. Will man größere Höhen der Sichtmessung zugänglich machen, so wird man auf den Gummiballon zurückkommen müssen. Besonderes Interesse bieten solche Trübungsstudien in der Substratosphäre und unteren Stratosphäre, wozu die großen Gummiballone der Registrierballonaufstiege zu verwenden sind.

Bei der Berechnung der Ballonhöhen wurden die Formeln, Tabellen und Diagramme aus dem „Handbuch des Heereswetterdienstes“ benutzt.

### 3. Meßinstrumente.

Da ein zuverlässiges Einstellen des Theodolit-Sichtmessers und Ablesen der Bestimmungsstücke für die Ballonbahn und die Sicht durch einen einzigen Beobachter nicht möglich ist, wurde von vornherein eine Trennung der Ballonbahnbestimmung und der Sichtmessung in der Weise vorgesehen, daß zwei Theodolite mit je einem Beobachter zur Aufstellung kamen. Sind doch

1) Fortsetzung von: Physik. Zeitschr. **25**, 212, 1924.

im Grunde außerdem die Beobachtungsvorschriften ganz verschieden. Der Beobachter für die Ballonbahn muß jeweils in den für die Ablesungen vorgeschriebenen Zeitpunkten den Ballon genau in Fadenkreuzmitte eingestellt haben, wogegen der Beobachter für Sicht gezwungen ist, möglichst lange den Ballon im Gesichtsfelde zu halten, um in Ruhe das Vor- und Umschalten der Mattglasfilter ausführen zu können. Hierfür gewinnt er Zeit durch Einstellen des Ballons an denjenigen Rand des Gesichtsfeldes, der der Zugrichtung entgegengesetzt liegt.

Für die Fixierung der Ballonbahn kam ein Ballontheodolit von Bosch mit 20facher Fernrohrvergrößerung zur Verwendung.

Zur Sichtmessung wurde ein Stufensichtmesser auf einen Bambergschen Ballontheodoliten mit 17facher Fernrohrvergrößerung aufmontiert (Fig. 1), und zwar so, daß der Sicht-

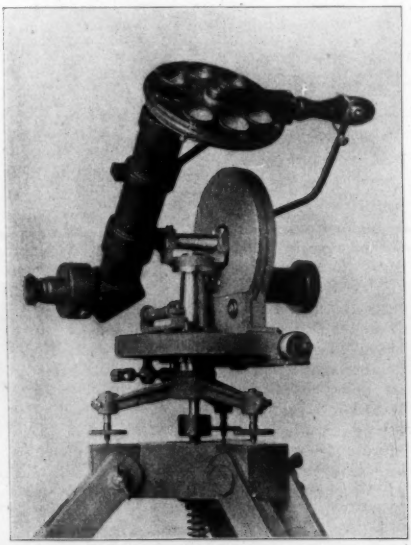


Fig. 1.

messer dicht vor dem Objektiv des Fernrohrs saß, also zwischen Fernrohr und Ziel. Am Sichtmesser selbst blieb alles unverändert bis auf die Maske, die als hier überflüssig entfernt wurde. Mit dem Ende des Handgriffs ruht der Sichtmesser auf einem Träger, der an der Fernrohrkippachse fest anschraubbar ist. Die Schere, zwischen der die Metallscheiben mit den Mattfiltern sich drehen, greift mit einem Bügel an dem Fernrohr an. Auf diese Weise ist der Sichtmesser eng mit dem Fernrohr verbunden und damit kippbar in jeder Richtung. Das durch den Anbau des Sichtmessers hervorgerufene Übergewicht wird ausbalanciert durch Gegengewichte, die auf dem geknickten Okularende des Fernrohrs und auf der Verlängerung des Handgriffträgers sitzen. Gegen das Eintreten von Lichtstrahlen zwischen Objektivende und Sichtmesser ist ein Sammetring angebracht. Die Visiervorrichtung am Fernrohr, unverwendbar geworden durch den vorgesetzten Sichtmesser, wurde erhöht durch Aufsetzen von Kimme und Korn.

Zum Auf- und Abbau des Sichtmessers bedarf es nur der Lösung und des Anziehens einiger Schrauben, so daß der Sichtmesser nebenher der Horizontalsichtmessung dienen kann. Bei Beobachtungen an festen Stationen bleiben die Instrumente jedoch am besten meßbereit montiert.

Die hier beschriebene Anordnung stellt nur eine Improvisation aus vorhandenen Instrumenten dar. Für Höhensichtmessungen größeren Stils und zu handlicherer Gestaltung des Meßgeräts verwendet man zweckmäßig an Stelle des Stufensichtmessers einen Mattglaskeil[1]), der bequem nach Art eines Objektivverschlußdeckels aufsetzbar ist.

### 4. Beobachtung.

Als Beobachtungspersonal für die Höhensichtmessung genügen zwei Beobachter, der eine für die normale Pilotverfolgung, der andere für die Sichtmessung; eine dritte Person zur Hilfe beim Füllen des Ballons, zur Angabe der Ablesungstermine und Notierung der Beobachtungen ist erwünscht, aber nicht unbedingt nötig. Die Instrumente werden auf dem Beobachtungsplatz nicht zu weit voneinander entfernt aufgestellt, aber auch nicht zu nahe beieinander, weil auf Plattformen die Erschütterungen das Beobachten stören können. Beide Theodoliten orientiert man in der üblichen Weise gemeinsam mit der Nullrichtung des Azimutkreises nach dem geographischen Norden, nachdem die Instrumentenachsen lotrecht gestellt worden sind.

1) Beim „Keilsichtmesser" (A. Wigand, Met. Zeitschr. 1924) wird ein solcher Trübungskeil in Kreisform mit mattglasartiger Trübung verwendet, so daß man in der Lage ist, die künstliche Trübung des Sichtmessers stetig zu verändern, an Stelle der stufenförmigen Veränderlichkeit der Filtertrübung des Stufensichtmessers. Dieser Kreiskeil, ein Fabrikat der Ica-A.-G., Dresden, sitzt drehbar in einer lichtdichten Kapsel, die eine Visieröffnung freiläßt. Die Skala gibt an, welchen Trübungsgrad die vor der Visieröffnung befindliche Stelle des Keils besitzt; sie ist durch Vergleichung mit der Normalskala des Stufensichtmessers geeicht. Die Meßgenauigkeit ist die gleiche wie bei diesem.

Eine solche Parallelstellung beider Instrumente ist für die Praxis der Höhensichtmessung unerläßlich; denn infolge des Vorschaltens der Mattfilter des Sichtmessers kann es vorkommen, vornehmlich bei großer Windstärke und scharfem Windrichtungswechsel, daß der Pilotballon nach Zurückdrehen der Mattfilter aus dem Gesichtsfelde verschwunden ist. Reicht die Visiervorrichtung nicht aus, um den Ballon dann wieder zu finden, so genügt einfach ein Zuruf des anderen Beobachters, um mit den angegebenen Werten für Seiten- und Höhenwinkel den Ballon in das Gesichtsfeld des Sichtmeßtheodoliten zurückzubringen.

Zum erstmaligen Anschnitt wird der Ballon mit Hilfe der Visiervorrichtung ins Gesichtsfeld gebracht. Bei mittleren und größeren Windstärken ist dies Einstellen wegen der schnellen Bewegung des Ballons in den bodennahen Höhen immer besonders anstrengend. Mit einiger Übung ist es möglich, die erste Einstellung des Sichtmeßtheodoliten bereits nach einer Minute zu machen. Eine frühere Einstellung ist schon deshalb nur selten möglich, weil der Ballon dann noch so groß erscheint, daß er fast das ganze Gesichtsfeld überdeckt. Gelegentlich wurden deshalb die ersten Sichtbeobachtungen eines Aufstiegs mit dem Sichtmesser allein, ohne Theodolitfernrohr ausgeführt.

Das Vorschalten der Mattfilter geschieht in der sonst üblichen Weise, wobei der Ballon an den Gesichtsfeldrand, von dem aus er antreibt, zu bringen ist. Nun ist aber das Treiben des Ballons ein Umstand, der eigentlich andere Verhältnisse schafft, als sie bisher zur Beobachtung der horizontalen Sicht mit festen Zielen vorlagen. Denn bekanntlich liegt der Schwellenwert der Erkennbarkeit von bewegten Gegenständen tiefer als von ruhenden. Infolgedessen würde solch ein bewegtes Ziel wie der Ballon auch andere, höhere $a$-Werte geben, ein Einfluß, der die Größe einer ganzen Filtereinheit erreichen kann. Dem muß abgeholfen werden, und bei einiger Übung gelingt es auch bald, durch einfaches Nachdrehen mittels der Horizontal- sowie Vertikalkreisschraube, daß der Ballon den Anschein erweckt, still zu stehen. Daneben können bequem die Mattglasfilter vorgeschaltet werden. Es wurden sogar zwischen den üblichen Minutenablesungen halbminutliche Sichtmessungen vorgenommen. Diese sollten jedoch nur ausnahmsweise bei schnellen Sichtänderungen ausgeführt werden, um das Auge zu schonen. Erfordert doch gerade die Einstellung auf „gerade nicht mehr Sichtbarsein" des Zieles besondere Anstrengung vom Auge, so daß in der Regel zur Vermeidung von Ermüdung die Zeit zwischen den Minutenablesungen dem Ausruhen des Auges vorbehalten sein muß. Dazu dient es auch, wenn man vor jeder neuen Einstellung die Trübungsskala der Mattfilter wieder gänzlich zurückschaltet.

Besonders scharfe Sichtsprünge, die sich so schnell wieder ändern, daß eine genaue Filtereinstellung nicht möglich ist, werden im Beobachtungsbuch qualitativ vermerkt. Es kommt doch leicht einmal vor, daß der Ballon auf seiner Bahn durch eine im Entstehen begriffene Wolke hindurchgeht, bei anderer Windströmung darüber aber bald wieder neben der Wolke sichtbar wird.

Infolge der Verbindung mit den üblichen Pilotaufstiegen beansprucht eine Höhensichtmessung, abgesehen von einer anschließenden Horizontalsichtbeobachtung an geeigneten Erdzielen, keine weiteren Vorbereitungen und Beobachtungen; denn die mit einem Pilotaufstieg verbundenen Bodenbeobachtungen von Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Sonnenschein und Bewölkung sowie die vertikale Windverteilung als Ergebnis der Pilotierung liegen ja vor. Außer diesen Daten sind zu Untersuchungen über die Beziehungen der Höhensicht zu den meteorologischen Elementen noch gleichzeitige Registrieraufstiege erwünscht, die über die vertikale Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung Aufschluß geben.

## 5. Auswertung.

Zur Berechnung der Sicht ist die Kenntnis der Entfernung $l$ des Ballons erforderlich, die aus der Bestimmung der Ballonbahn nach den gebräuchlichen Auswertungsmethoden gewonnen werden kann. Die Höhe $h$ des Ballons über dem Boden wurde für die benutzten Papier-Einheitsballone den Tabellen im Handbuch des Heereswetterdienstes entnommen. Mit $h$ und dem Höhenwinkel $\varphi$ ergibt sich die gesuchte Ballonentfernung $l$ einfach zu:

$$l = \frac{h}{\sin \varphi} = h \cdot \operatorname{cosec} \varphi .$$

Als nützlich hat sich erwiesen, dem so berechneten $l$ eine Kontrolle angedeihen zu lassen, indem man mit dem Rechenschieber

$$l = \sqrt{h^2 + e^2}$$

ausrechnet, worin

$$e = h \cdot \operatorname{ctg} \varphi$$

die horizontale Entfernung des Ballons ist, die auch für die Windmessung ausgewertet wird.

Die so gefundene Ballonentfernung $l$ wird dann mit den zugehörigen Werten für den mit dem Fernrohr gefundenen Filtertrübungsgrad $a_f$, den Fernrohrtrübungsgrad $a_{opt}$ und die Zielgrößenkorrektion $a_\beta$ in die am Schlusse von

Abschnitt 4 der vorangehenden Abhandlung „zur Präzisierung der Sichtmessung" aufgestellte vollständige Sichtmesserformel einsetzt:

$$S_\sigma = l \cdot \left( \frac{1}{a_m - (a_f + a_{\text{opt}} + a_\beta)} - \sigma \right).$$

Die Fernrohrtrübung $a_{\text{opt}}$ hat im vorliegenden Falle für das 17fach vergrößernde Fernrohr des Bambergschen Theodoliten den Wert $a_{\text{opt}} = 5{,}85$. Für die Konstanten $a_m$ und $\sigma$ gelten die Werte: $a_m = 14{,}3$ und $\sigma = 0{,}06$.

Damit erhalten wir die Sicht zwischen Instrument und Ballon. Für den sicheren Rechnungsgang ist es auch hier angebracht, mit Kontrollen zu operieren. Für $\sigma \cdot l$ wurde eine Tabelle aufgestellt, der die betreffenden Werte einfach zu entnehmen waren.

Genauigkeitsbetrachtungen zu der vorstehenden vollständigen Sichtmesserformel zeigen folgendes:

Nimmt man den Fehler der einzelnen Einstellung von $a_f$ zu $\pm 0{,}25$ Filtereinheiten und den Fehler der mit größerer Genauigkeit aus zahlreichen Einzelversuchen gewonnenen Werte $a_m$, $a_{\text{opt}}$ und $a_\beta$ zusammen ebenfalls zu $\pm 0{,}25$ Filtereinheiten an, so hat

$$(a_m - (a_f + a_{\text{opt}} + a_\beta)) = (a_m - a_{\text{korr}})$$

einen absoluten Fehler von $\pm 0{,}5$ Filtereinheiten. Der relative Fehler für $(a_m - a_{\text{korr}})$ liegt dann bei den Höhensichtmessungen zwischen 15 Proz. und 6 Proz., die für $a_{\text{korr}}$ Werte zwischen 11 und 6 vorkommen. Je kleiner $a_{\text{korr}}$, desto größer ist die relative Meßgenauigkeit für $(a_m - a_{\text{korr}})$, da der absolute Fehler von $a_{\text{korr}}$ stets nahe gleich $\pm 0{,}5$ ist. Gegenüber diesem, durch die Einstellung der Filtertrübung gegebenen Fehler kommt für die Genauigkeit des Sichtwertes $S_\sigma$ der Fehler der Zielentfernung $l$ von wenigen Prozent und der Fehler der Korrektion $\sigma$ kaum noch in Betracht. Wir haben also mit einem auf rund 10 Proz. genauen Sichtwert zu rechnen. Handelt es sich jedoch um Sichtänderungen oder um den Vergleich höhenbenachbarter Sichtwerte, so ist wegen der wahrscheinlichen Gleichsinnigkeit der Fehler die Genauigkeit für den Unterschied zweier Sichtwerte nicht halb so groß wie für den einzelnen Sichtwert, sondern kaum geringer als für diesen.

Ein weiterer Fehler tritt bei Höhensichtmessungen dadurch auf, daß die Richtung zum Ziel durch Drehung und Geschwindigkeitsänderung des Windes sich ändert, so daß auch die Beleuchtungsrichtung bei der Sichtbeobachtung mit Sonnenschein während eines Ballonaufstiegs nicht die gleiche bleibt. Doch ist dieser Einfluß bei einer Höhensichtmessung nicht entfernt so beträchtlich wie bei der Horizontalsichtmessung mit Zielen von großem Richtungsunterschied[1]) und wurde außer Betracht gelassen.

Ordnet man die für die einzelnen Ballonentfernungen gewonnenen Sichtwerte den diesen Entfernungen entsprechenden Ballonhöhen graphisch zu, so ergibt sich eine Zustandskurve der Vertikalsicht, und zwar für den Mittelwert der Sicht jedesmal vom Boden bis zur betreffenden Höhe. Diese die Beobachtungen unmittelbar wiedergebende Kurve läßt bereits deutlich nach ihrem durch Neigung und Knickpunkte charakterisierten Verlauf die jeweilige Trübungsschichtung der Atmosphäre erkennen.

Um aus solchen direkt gemessenen Werten der „Mittelsicht" die Sicht einer zwischen zwei Meßpunkten verschiedener Höhe gelegenen Schicht („Schichtsicht") zu bekommen, verfährt man folgendermaßen: Nach der Definition ist die Sicht gleich dem reziproken Wert der Trübung der Luft für die Einheit der Schichtdicke. Für Schichten beliebiger Dicke dürfen wir die Lufttrübung proportional der Schichtdicke setzen, wenn wir den nach der vervollständigten Formel berechneten Sichtwert $S_\sigma$ nehmen, wobei auch die Anbringung der übrigen Korrektionen (Zielgröße, Fernrohrtrübung, Sehschärfe) vorausgesetzt ist; zur Vereinfachung mögen die diesbezüglichen Indizes an der Bezeichnung des Sichtwertes $S$ wegbleiben. Verstehen wir unter $n$ die Ordnungszahlen, mit denen die einzelnen Beobachtungen der Höhensicht fortlaufend von unten nach oben numeriert sind, so ist:

$S_n$ der Sichtwert für die Schicht zwischen den Höhen $h_{n-1}$ und $h_n$ („Schichtsicht"),

$T_n = \frac{1}{S_n}$ der Trübungswert der Schichtdicke 1 für die Schicht zwischen den Höhen $h_{n-1}$ und $h_n$,

$\overline{S}_n$ der Sichtwert für die Schicht zwischen dem Boden und der Höhe $h_n$ („Mittelsicht"),

$\overline{T}_n = \frac{1}{\overline{S}_n}$ der Trübungswert der Schichtdicke 1 für die Schicht zwischen dem Boden und der Höhe $h_n$.

Dann ist:

$T_n \cdot (h_n - h_{n-1})$ die Trübung der Schicht $(h_n - h_{n-1})$,

$\overline{T}_n \cdot h_n$ die Trübung der Schicht vom Boden bis $h_n$,

$\overline{T}_{n-1} \cdot h_{n-1}$ die Trübung der Schicht vom Boden bis $h_{n-1}$.

1) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **23**, 277, 1922.

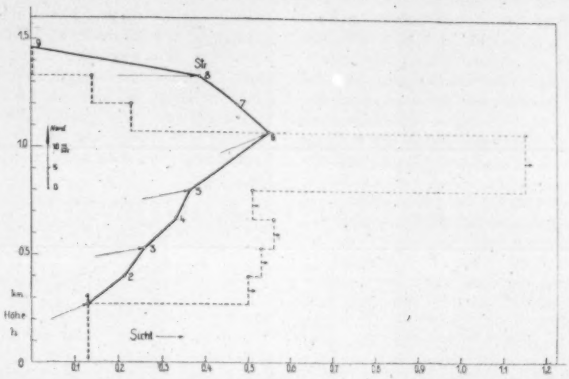



Fig. 2.

Die so berechneten Trübungen für benachbarte Schichten addieren sich:

$$\overline{T}_n \cdot h_n = \overline{T}_{n-1} \cdot h_{n-1} + T_n \cdot (h_n - h_{n-1})$$

$$T_n = \frac{\overline{T}_n \cdot h_n - \overline{T}_{n-1} \cdot h_{n-1}}{h_n - h_{n-1}}.$$

Der reziproke Wert hiervon ist alsdann die gesuchte Schichtsicht:

$$S_n = \frac{1}{T_n} = \frac{h_n - h_{n-1}}{\overline{T}_n \cdot h_n - \overline{T}_{n-1} \cdot h_{n-1}} = \frac{h_n - h_{n-1}}{\overline{S}_n - \overline{S}_{n-1}}.$$

Da die für diese Berechnung zugrunde gelegten Sichtwerte $\overline{S}_n$ sich bereits auf die Einheit der Schichtdicke beziehen, ist es belanglos, daß an Stelle der bei den Beobachtungen schräg aufwärts auftretenden Ballonentfernungen die entsprechenden Ballonhöhen eingesetzt werden, also eine senkrecht nach oben ausgeführte Sichtmessung fingiert wird.

Die Anwendbarkeit der Formel zur Berechnung der Schichtsicht $S_n$ ist begrenzt durch die Meßgenauigkeit des Sichtmessers, die wir zu $\pm 0{,}5$ Einheiten für den korrigierten $a$-Wert annahmen. Der hieraus folgende prozentische Fehler des Sichtwerts ergibt auch die Genauigkeit der Trübung $\overline{T}_n \cdot h_n$. Ist nun die Trübungsdifferenz $(\overline{T}_n \cdot h_n - \overline{T}_{n-1} \cdot h_{n-1})$ nicht merklich größer als der Fehler von $\overline{T}_n \cdot h_n$, so ist die Berechnung von $S_n$ nach dieser Formel sinnlos, und man kann nur angeben, daß $T_n$ kleiner oder $S_n$ größer ist als der durch die Fehlergrenze bestimmte Wert.

Im nächsten Abschnitt wird die Anwendung dieses Verfahrens an einigen Beispielen gezeigt.

## 6. Diskussion von Messungsergebnissen.

Nach orientierenden Vorversuchen in Halle vom Dache des Physikalischen Instituts aus und in Magdeburg bei der dortigen Wetterwarte wurden in Jüterbog mit freundlicher Unterstützung durch Herrn Dr. Habermehl 19 wohlgelungene Höhensichtmessungen mit Pilotballonen ausgeführt. Von diesen seien hier 4 als typisch ausgewählte in graphischer Darstellung mitgeteilt (Fig. 2—5).

In der für aerologische Schaubilder üblichen Weise ist die Sicht (Abszisse) in Abhängigkeit von der Höhe (Ordinate) aufgetragen, und zwar als stark ausgezogene Kurve die direkt beobachtete mittlere Sicht vom Boden bis zu der betreffenden Höhe (Mittelsicht), während der Verlauf der Schichtsicht durch gestrichelte Linienführung dargestellt ist; bei dieser bedeutet der mit einem kleinen Pfeil nach rechts gekennzeichnete Sichtwert die durch die Meßgenauigkeit bedingte untere Grenze, oberhalb deren der wirkliche Sichtwert der betreffenden Schicht liegt.

Außerdem sind die Ergebnisse der gleichzeitigen Windmessungen eingetragen, indem durch Pfeile mit verschiedener Richtung und Länge die Richtung und Geschwindigkeit des Windes angegeben ist. An dem links seitlich eingetragenen $N$-Pfeil ist der Maßstab der Windgeschwindigkeit zu ersehen. Man hat sich die Windrose in die Ebene der Zeichnung gelegt und die Pfeile mit dem Winde fliegend zu denken. Der Windwert des Pfeils gilt für diejenige Luftschicht, die sich zwischen dem von der Pfeilspitze getroffenen Kurvenpunkte und dem vom nächsttieferen Windpfeil getroffenen Kurvenpunkte (bzw. dem Boden) befindet.

Ferner sind in den Schaubildern Angaben über die Bewölkung und (in Fig. 3) über die Höhenlage einer Inversion nach einem gleichzeitigen Lindenberger Registrieraufstieg gemacht. Diese und die Windeintragungen machen den Zusammenhang der vertikalen Sichtverteilung (oder der Trübung) mit der durch die anderen meteorologischen Elemente bedingten Schichtung der Atmosphäre deutlich.

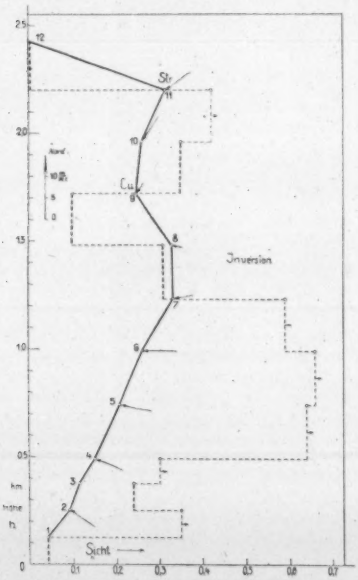



Fig. 3.

Allgemein zeigt sich zunächst eine starke sprungweise Zunahme der Sicht mit der Höhe oberhalb des untersten Beobachtungspunktes, der nahe über der Bodendunstschicht liegt und den Sichtwert für diese angibt. Es wechseln nun Klarschichten mit gehobenen Dunstschichten, Wolkendunstschichten und Wolkenschichten, deren Grenzen sich durch charakteristische Knicke in der Mittelsichtkurve markieren, und für die bei nicht zu kleiner Trübung der Schichtsichtwert quantitativ angebbar ist.

Die vertikale und die horizontale Sicht zeigen in ihrer Struktur eine grundsätzliche Verschiedenheit. Die Horizontalsicht ist normalerweise gleichmäßig nach Entfernung und Richtung, da der Wind eine gleichmäßige horizontale Verteilung von Dunst und Nebel bewirkt; Ungleichmäßigkeit beruht hier auf lokalen Störungen oder der Wirkung der Beleuchtungsrichtung. Die Vertikalsicht dagegen ist normalerweise ungleichmäßig, da sich die Dichte des Dunstes und der Bewölkung gesetzmäßig mit der Höhe ändert, in Abhängigkeit von der durch Wind, Temperatur und Feuchtigkeit bedingten Schichtung.

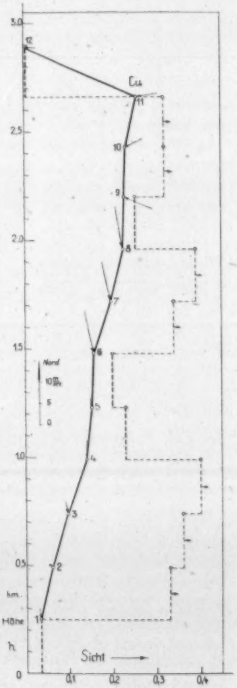



Fig. 4.

Die wesentlichen Ergebnisse der 4 nach der Maximalhöhe geordneten Aufstiegsbeispiele sind folgende:

1. Aufstieg (Fig. 2): 16. Juli 1923, $8^h 10$ bis $15^1/_2{}^m$ p. m. Wetterlage zyklonal, Rückseite. Keine Sonne. Bewölkung Str 10. Horizontalsicht am Boden 1,11, nach dem Aufstieg 0,93. Starke Abnahme der Vertikalsicht auf 0,13, in der Bodendunstschicht bis 0,27 km Höhe. Darüber sprungweise Sichtzunahme in Klarschicht bis 1,07 km Höhe. Sodann plötzliche und fortschreitende Sichtabnahme in Wolkendunst unter dem Str bis zum Sichtwert 0 in 1,46 km Höhe

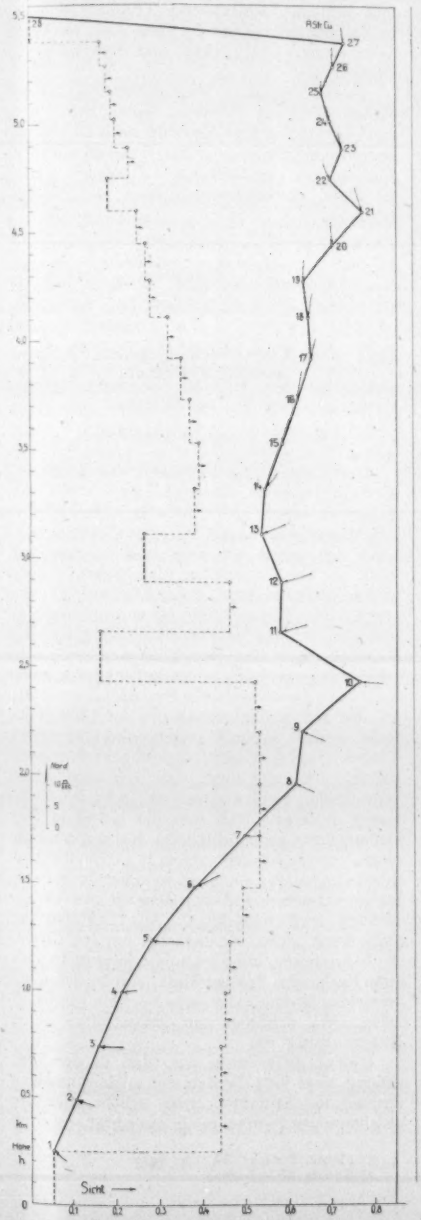



Fig. 5.

im Str selbst, mit gleichzeitiger Rechtsdrehung und Zunahme des Windes.

2. Aufstieg (Fig. 3): 10. Juli 1923, $9^h 20$ bis $30^m$ a. m. Wetterlage antizyklonal. Keine Sonne, Bewölkung Cu, Str. Über der Bodendunstschicht in Klarschicht von 0,125 km Höhe an starke Sichtzunahme. In gehobener Dunstschicht zwischen 0,250 und 0,375 km Höhe Abnahme der Sicht. Darüber in Klarschicht bis 1,23 km Höhe mit allmählicher Linksdrehung des Windes Sichtzunahme. Sodann in Inversion mit Rechtsdrehung und Abnahme des Windes Sichtabnahme bis zum Cu-Niveau in 1,72 km Höhe. Von hier an mit Linksdrehung und Zunahme des Windes wieder fortschreitende Zunahme der Sicht bis 2,20 km Höhe nahe unterhalb des Str, der dann den Sichtwert in 2,43 km Höhe auf 0 bringt.

3. Aufstieg (Fig. 4): 12. Juli 1923, $1^h 15$ bis $27^m$ p. m. Wetterlage antizyklonal. Sonne ☉². Bewölkung Cu 1. Himmelsfarbe tiefblau. Horizontalsicht am Boden 1,91, nach dem Aufstieg 1,90. Sehr starke Abnahme der Vertikalsicht auf 0,033 in der Bodendunstschicht bis 0,25 km Höhe. Darüber Klarschicht bis 0,99 km Höhe bei schwachen, etwas wechselnden Winden mit sprungweiser Sichtzunahme. Sodann bis 1,48 km Höhe gehobene Dunstschicht mit geringerer Sicht und weiterhin Klarschicht mit großem Sichtwert bis 1,96 km Höhe bei beträchlicher Windzunahme, die bereits im oberen Teil der darunterliegenden Dunstschicht einsetzt. Darüber liegt eine zweite gehobene Dunstschicht bis 2,20 km Höhe, charakterisiert durch kleinen Sichtwert und fast vollständige Umkehrung der Windrichtung. Es folgt bis 2,66 km Höhe wieder eine Klarschicht mit Sichtzunahme bei starker Linksdrehung und Abnahme des Windes. Darauf bringt in Höhe von 2,89 km bei Abnahme des Windes mit etwas Rechtsdrehung ein Cu den Ballon zum Verschwinden und damit den Sichtwert auf 0.

4. Aufstieg (Fig. 5): 11. Juli 1923, $7^h 20$ bis $48^m$ p. m. Wetterlage antizyklonal. Sonne ☉², geht während des Aufstiegs unter. Bewölkung A Str Cu zum Teil. Himmelsfarbe weißlich blau. Horizontalsicht am Boden 0,69, nach dem Aufstieg 0,23. Vertikalsicht nimmt in der Bodendunstschicht bis 0,25 km Höhe auf 0,055 ab und sodann sprungweise zu bis 2,43 km Höhe in einer Klarschicht, die zunächst linksdrehende Winde hat und von 1,96 km Höhe an bei rechtsdrehendem Wind anscheinend einen etwas geringeren Sichtwert aufweist. Darüber liegen bis 3,11 km Höhe zwei durch eine flache, sichtigere Klarschicht getrennte flache Dunstschichten mit geringer Sicht und Linksdrehung des Windes. Die nach oben anschließende, bis zum Wolken-

niveau in 5,38 km reichende Klarschicht mit größerer Sicht und allmählich linksdrehenden Winden ist unterbrochen von einer flachen Dunstschicht mit kleinem Sichtwert in 4,60 bis 4,75 km Höhe. Im A Str Cu in 5,50 km Höhe verschwindet der Ballon, so daß die Sicht 0 wird.

### 7. Vertikale Sichtweite und Sichtskala.

Durch das Verfahren, die Vertikalsicht vom Boden aus mit dem Sichtmesser, Theodolit und Pilotballon zu messen, wird das Prinzip der Sichtweite, auf dem die Kennzeichnung der Horizontalsicht beruht, auch auf die Vertikalsicht ausgedehnt, so daß als einheitliches physikalisches Maß der Sicht und Lufttrübung in horizontaler und vertikaler Richtung die Sichtweite $L$ zu gelten hat. Diese hängt nach dem Ergebnis der vorangehenden Arbeit „Zur Präzisierung der Sichtmessung" mit dem Sichtwert $S_\sigma$ durch folgende Beziehung zusammen:

$$L = 66 \cdot S_\sigma.$$

Danach kann man zur Meldung und Verschlüsselung ebenso wie für die Horizontalsicht auch für die Vertikalsicht eine auf der Sichtweite beruhende Sichtskala aufstellen, die auch über Höhenlage und Grenzen der Trübungen Auskunft gibt. Eine solche Skala ist, wie die Messung der Vertikalsicht überhaupt, einer Schätzung der Sicht nach oben auf Grund einer nach dem Grau-Blau-Ton des Himmels eingeteilten Skala an Exaktheit und Differenzierung erheblich überlegen.

Die exakte Messung und Meldung der Vertikalsicht hat erhebliche praktische Bedeutung für die zivile und militärische Luftfahrt, da die Navigation sowie die Beobachtung und Photographie vom Luftfahrzeug aus weitgehend von der Vertikalsicht abhängig sind.

### 8. Zusammenfassung.

a) Die Methode des Mattglas-Sichtmessers wird zur Messung der vertikalen Sicht mit Hilfe von Pilotballon und Theodolit verwendet. Neben Gummiballonen werden vorzugsweise Papierballone benutzt.

b) Die Auswertung der Beobachtungen geschieht durch Einsetzen der beim Anschneiden des Ballons sich ergebenden Ballonentfernung in die vervollständigte Sichtmesserformel. Aus der so gewonnenen mittleren Sicht vom Boden bis zur Ballonhöhe wird durch geeignete Differenzbildung der Sichtwert für die einzelnen Schichten bestimmt. Als Maß für die Vertikalsicht ist damit wie für die Horizontalsicht die Sichtweite zugrunde gelegt.

c) Die graphische Darstellung der Ergebnisse zeigt Zustandskurven der vertikalen Sicht und läßt die schichtweise Trübungsverteilung im Zusammenhang mit der Schichtung von Wind, Temperatur, Feuchtigkeit und Bewölkung erkennen.

d) Die typischen Strukturelemente der vertikalen Trübung werden durch diese neue optische aerologische Methode nach Dichte und Begrenzung quantitativ erfaßt: Bodendunstschicht, Klarschichten wechselnd mit gehobenen Dunstschichten, Wolkendunstschichten und Wolkenschichten.

Halle a. S., im April 1924.

(Eingegangen 14. April 1924.)

## Über das Massenwirkungsgesetz in ionisierten Systemen.

Von Walter Wessel.

(Aus der Göttinger Dissertation.)

Der Einfluß der Ladungen von Ionen auf thermodynamische Gleichgewichte wurde von P. Debye und E. Hückel[1]) für starke Elektrolyte theoretisch behandelt. Ihre Theorie überträgt sich leicht auf Gase und ist hier vielleicht noch unbedenklicher anzuwenden, weil die Dielektrizitätskonstante, deren Einführung in eine atomistische Theorie nicht ganz konsequent ist und die überdies temperaturabhängig ist, hier konstant gleich eins wird, und weil die Unterschiede der Ionenradien, deren Berücksichtigung bei Debye gewisse einfache Hypothesen erfordert, bei der viel geringeren Dichte der Gase keine Rolle spielen. Beim Versuch, die Debyesche Theorie auf gewisse Gasgleichgewichte anzuwenden, fand der Verf., daß sich unter ihrem verwickelten Formalismus ein sehr einfaches Gesetz verbirgt. Daß sich die Resultate sehr vereinfachen lassen, bemerkte für gewisse Fälle Herr Debye kürzlich selber[2]). Wir möchten den Grund dafür in einem weiteren Zusammenhange aufweisen und den Bereich der Vereinfachung noch ausdehnen. Aus Gründen der Darstellung reden wir zunächst nur von Gasen; die Übertragung auf Elektrolyte folgt dann ganz ohne Rechnung. Einige Male wird es sich nicht vermeiden lassen, Debyesche Formeln zu wiederholen. Wir schließen uns insbesondere seiner Bezeichnung an.

Debye geht davon aus, daß in der Umgebung eines Ions die Zahl der ungleichnamigen Partikel im Zeitmittel etwas erhöht, die der gleichnamigen Partikel etwas erniedrigt sein muß

1) Physik. Zeitschr. **24**, 185, 1923.
2) Ebenda **25**, 97, 1924.

gegenüber ihrer Dichte in der Umgebung eines ungeladenen Teilchens. Bewegt sich das Ion, so wandert mit ihm eine Verdichtung der entgegengesetzt geladenen Teilchen, die beständig sein Potential etwas heruntersetzen. Dieser Potentialdefekt ist die wesentlichste Größe der Theorie, denn aus ihm folgt unmittelbar ein Defekt der inneren Energie, der sich seinerseits im Massenwirkungsgesetz äußert. Man erhält den elementaren Potentialdefekt, wenn man die mit dem Teilchen wandernde Verdichtung, deren Zusammensetzung beständig wechselt, durch eine statische Ionenwolke schematisiert, die das Teilchen begleitet. Man kann das Koordinatensystem mit dem Teilchen als Anfangspunkt sich bewegen lassen.

Die mittlere Dichte der Ionen $i$ter Art an einer Stelle $r$ in diesem Systeme ist dann, falls $\psi(r)$ das Potential daselbst, $z_i\varepsilon$ die Ladung dieser Ionen und $n_i^0$ ihre Dichte im feldfreien Raume ist, nach dem Boltzmannschen Prinzip

$$n_i(r) = n_i^0 e^{-z_i \frac{\varepsilon \psi(r)}{kT}}$$

($\varepsilon = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ el. st. CGS, $k = 1{,}37 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{grad}}$, $T$ = abs. Temperatur). Das unbekannte Potential genügt seinerseits der Poissonschen Differentialgleichung

$$\Delta\psi = -4\pi\varrho;$$

und da $\varrho$, die elektrische Dichte an der Stelle $r$, den Wert

$$\Sigma n_i(r) z_i \varepsilon$$

hat, so geht die Poissonsche Differentialgleichung über in

$$\Delta\psi = -4\pi\varepsilon \sum_{i=1}^{s} n_i^0 z_i e^{-z_i \frac{\varepsilon\psi}{kT}}. \qquad (1)$$

Es ist vielleicht bemerkenswert, daß sich diese Differentialgleichung auch ableiten läßt, wenn man die eben herangezogene Vorstellung einer „statischen Ionenwolke" ernst nimmt und eine primitive Anwendung der „Barometerformel" und der Zustandsgleichung idealer Gase darauf macht. Diese Ableitung macht wesentlich von der Kugelsymmetrie Gebrauch.

Man denke sich dazu das hervorgehobene Ion von einer kontinuierlichen Gashülle umgeben, die elektrische Teile beiderlei Vorzeichens und neutrale einschließt. Innerhalb dieser Wolke sei in genügend kleinen Raumteilen bloß der klassische Gasdruck wirksam. Dann gibt es einen Gleichgewichtszustand, in dem die auf ein Volumelement $dv$ am Orte $r$ wirkende, elektrische Kraft $K$ dem Gradienten des Gasdruckes der geladenen Partikel daselbst gleich ist

$$dK = -\frac{dp}{dr} dv.$$

Das hervorgehobene Volumelement enthält die Ladung

$$\sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon \cdot dv$$

und erfährt daher vom Zentralion die Anziehung

$$-\frac{z_i\varepsilon}{r^2} \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon \cdot dv.$$

Darüber lagert sich eine Abschirmung durch die „Raumladung". Wegen der Kugelsymmetrie — es wird an dieser Stelle davon Gebrauch gemacht — ist am Orte $r$ nur eine Abschirmung durch diejenigen Ionen wirksam, die sich innerhalb der mit $r$ beschriebenen Kugel befinden. Die Ladung dieser Kugel ist

$$\int_0^r \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon \cdot dv$$

und gleichsam im Mittelpunkte vereinigt, so daß sich eine „effektive Zentralladung" vom Betrage

$$z_i\varepsilon - \int \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon \cdot dv =$$

$$= z_i\varepsilon - 4\pi \int_0^r \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon r^2 dr$$

ergibt. Gleichgewicht ist vorhanden, wenn

$$-\frac{dp}{dr} dv = dK =$$

$$= \frac{\left\{ z_i\varepsilon - \varrho\pi \int_0^r \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon r^2 dr \right\} \Sigma n_i(r) z_i \varepsilon \, dv}{r^2} \qquad (2)$$

ist. Wir verknüpfen nun den Gasdruck mit der Zahl der Teilchen pro Volumeinheit durch die isotherme Zustandsgleichung

$$p = \sum_{i=1}^{s} p_i = kT \sum_{i=1}^{s} n_i$$

und finden, indem wir die Gl. (2) auf Grund der Unabhängigkeit der Partialdrucke zerlegen,

$$-kT \cdot r^2 \frac{dn_i(r)}{dr} =$$

$$= \left\{ z_i\varepsilon - 4\pi \int_0^r \sum_{i=1}^{s} n_i(r) z_i \varepsilon r^2 dr \right\} n_i(r) z_i \varepsilon.$$

$$i = 1, 2, \ldots, s.$$

Wir bringen nun $n_i(r)$ auf die linke Seite, setzen

$$\frac{dn_i(r)}{n_i(r)} = d \log \frac{n_i(r)}{n_i^0} \qquad (n_i^0 \text{ unbestimmt})$$

und differentiieren alles nach $r$:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2\frac{d\log\frac{n_i(r)}{n_i^0}}{dr} = 4\pi\frac{z_i\varepsilon}{kT}\sum_{j=1}^{s} n_j(r)\,z_j\varepsilon.$$

Endlich führen wir an Stelle von $n_i(r)$ neue Ortsfunktionen $\psi_i(r)$ ein durch die Substitution

$$\log\frac{n_i(r)}{n_i^0} = -\frac{z_i\varepsilon}{kT}\psi_i(r).$$

Dadurch wird

$$n_i(r) = n_i^0 e^{-\frac{z_i\varepsilon}{kT}\psi_i(r)}, \quad n_i^0 = (n_i)_{\psi i=0}, \quad i = 1, 2, \ldots, s \tag{3}$$

und die Differentialgleichungen werden

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\psi_i}{dr}\right) = -4\pi\sum_{j=1}^{s} n_j(r)\,z_j\varepsilon = -4\pi\sum_{j=1}^{s} n_j^0 z_j\varepsilon e^{-z_j\frac{\varepsilon\psi_j}{kT}}, \quad i = 1, 2, \ldots, s. \tag{4}$$

Hier stimmen die rechten Seiten sämtlich überein; es ist also

$$\Delta\psi_1 = \Delta\psi_2 = \ldots = \Delta\psi_s$$

und, da wir die $\psi_i$ sämtlich denselben Grenzbedingungen zu unterwerfen haben, nach bekannten Sätzen

$$\psi_1 = \psi_2 = \ldots = \psi_s = \psi.$$

Dadurch geht Gl. (3) in das Boltzmannsche Prinzip über, und die Differentialgleichungen (4) werden sämtlich identisch untereinander und mit der Debyeschen Differentialgleichung (1) für Kugelsymmetrie. — Die Debyesche Differentialgleichung ist übrigens für Kreissymmetrie

$$\left(\Delta = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{d}{dr}\right)$$

und $z = \pm 1$ eine von den sechs Fundamentalgleichungen der Painlevéschen Transzendenten[1]) $\left(\text{Substitution } \frac{\varepsilon\psi}{kT} = 2\ln\varphi\right)$. — Wir möchten noch eine mathematische Bemerkung dazu machen. Nach dem Debyeschen Gedankengange braucht man die Lösung der Differentialgleichung nur im Nullpunkte. Das Verhalten ihrer Integrale dort erkennt man, wenn man, zunächst für $z = \pm 1$,

$$\frac{\varepsilon}{kT}\psi(r) = -2\ln\varphi\left(\frac{1}{r}\right) \tag{5}$$

setzt. Die Differentialgleichung wird dann

$$\varphi\varphi'' - \varphi'^2 = -\frac{2\pi\varepsilon^2}{kT}r^4(n_1^0 - n_2^0\varphi^4).$$

Falls $\varphi\left(\frac{1}{r}\right)$ für $r = 0$ verschwindet oder endlich bleibt, verschwindet die rechte Seite sehr schnell mit $r$, sodaß man für kleines $r$

$$\varphi\varphi'' - \varphi'^2 = 0, \quad \varphi\left(\frac{1}{r}\right) = ae^{-\frac{b}{r}}$$

($a$, $b$ Integrationskonstanten) setzen kann. Wie man sieht, genügt dafür die Bedingung

$$b \geqq 0.$$

Aus (5) folgt das Verhalten von $\psi$ für $r \to 0$:

$$\psi_{r\to 0} = \frac{b'}{r} + \psi_0^* \qquad b' \geqq 0.$$

Der erste Term ist, wenn man $b' = \varepsilon$ setzt, das Potential des hervorgehobenen Teilchens selber; $\psi_0^*$ ist der gesuchte Potentialdefekt. Wünscht man $b' < 0$ zu haben, so hat man nur in (5) den Logarithmus mit dem positiven Vorzeichen zu nehmen; kommen höhere Werte von $z$ vor, von denen $m$ der höchste ist, so hat man

$$\frac{\varepsilon}{kT}\psi(r) = \pm\frac{2}{m}\ln\varphi\left(\frac{1}{r}\right)$$

zu setzen, um dieselbe Betrachtung machen zu können. Wesentlich ist, daß das Verhalten der Integrale von (1) im Nullpunkte, ob regulär oder singulär, von der Wahl der Integrationskonstanten abhängt („verschiebbare Singularität"). Physikalisch bedeutet das, daß wir die Debyesche Differentialgleichung ebensowohl für das Gesamtpotential, als für das Zusatzpotential allein bestimmend ansehen können. Wenn Debye also die Exponentialfunktion entwickelt und die höheren Glieder streicht, so sehen wir die mathematische Berechtigung dafür in der Verschiebbarkeit des Poles im Nullpunkte. Würde $\psi$ dort notorisch unendlich werden, so wäre die Entwicklung für kleines $r$ sinnlos.

Debye berechnet auf diese Weise

$$\psi_0^* = -z_i\varepsilon\varkappa,$$

$$\varkappa = \sqrt{\frac{4\pi\varepsilon^2}{kT}\Sigma n_i z_i^2} \tag{6}$$

und findet für die gesamte elektrische Energie der Partikel $i$ter Art

$$U_{i_e\,\text{gesamt}} = \frac{N_i}{2}z_i\varepsilon\psi_0^* = -\frac{N_i z_i^2\varepsilon^2\varkappa}{2}.$$

Dabei bezeichnet

$$N_i = n_i V \tag{7}$$

die Gesamtzahl dieser Partikel. Wir gehen an dieser Stelle noch einen Schritt weiter als Debye und führen die „elektrische Energie pro Mol $U_{i_e\,\text{Mol}}$" ein, indem wir $N_i = N$ (Loschmidtsche Zahl) setzen:

$$U_{i_e\,\text{Mol}} = -\frac{Nz_i^2\varepsilon^2\varkappa}{2}. \tag{8}$$

1) Siehe darüber z. B. B. Gambier, Acta math. **33**, 1, 1909; Enzyklopädie d. math. Wiss. II B (2), 6, 9.

Sie ist der Umwandlungswärme pro Mol analog gebildet, unterscheidet sich aber von dieser durch ihre wesentliche Druck- und Temperaturabhängigkeit. Entsprechend benutzen wir auch die „spezifische, elektrische Energie"

$$u_{i_e} = \frac{U_{i_e\,\mathrm{Mol}}}{M_i} = \frac{N z_i^2 \varepsilon^2 \varkappa}{2 M_i}$$

($M_i$ = Molekulargewicht).

Wir bilden nun das thermodynamische Potential

$$\varphi_i = s_i - \frac{u_i + p_i v_i}{T} = \int \frac{d u_i + p_i d v_i}{T} - \frac{u_i + p_i v_i}{T},$$

oder (nach einer partiellen Integration)

$$\varphi_i = \int \frac{u_i}{T^2} dT + \int \frac{p_i d v_i}{T} - \frac{p_i v_i}{T}$$

und zerlegen mit Debye $u_i$ in seinen thermodynamischen und seinen elektrischen Bestandteil

$$u_i = u_{i_t} + u_{i_e},$$

während wir auf die beiden andern Terme die gewöhnliche Gasgleichung anwenden[1]). Mit der inneren Energie führen wir sogleich die spezifischen Bindungsenergien $u_{i_e}$ der Moleküle ein (es kommt uns nur auf einen Namen an; gemeint sind die Konstanten der inneren Energie), die man an dieser Stelle sonst gewöhnlich unbestimmt läßt, setzen also

$$u_{i_t} = c_{v_i} T + u_{0_i}.$$

Die Zustandsgleichung liefert

$$\frac{p_i d v_i}{T} = \frac{R}{M}\left[\frac{d T}{T} - \frac{d p_i}{p_i}\right]. \quad (R = \text{Gaskonstante}).$$

Wir setzen ein und gehen durch Multiplikation mit der Masse $m_i = M_i \frac{N_i}{N}$, mit der die Reaktionsteilnehmer in dem Gemische auftreten, und durch Summation über $i$ gleich über zum Gesammtpotential[2])

$$\Phi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{s} N_i \left[\int \frac{U_{i_e}}{T^2} dT - \frac{U_{0_i}}{T} + C_{p_i} \ln T - R \ln p_i + \mathrm{Const}\right].$$

Im Gleichgewichte ist dieses Potential ein Minimum:

$$\delta\Phi = \frac{1}{N}\left[\delta \sum_{i=1}^{s} N_i \int \frac{U_{i_e}}{T^2} dT - \sum_{i=1}^{s} \delta N_i \frac{U_{0_i}}{T} + \sum_{i=1}^{s} \delta N_i (C_{p_i} \ln T - R \ln p_i + \mathrm{Const})\right] = 0. \quad (9)$$

Im ersten Gliede integrieren wir partiell und gewinnen so die wichtige Formel

$$\left.\begin{aligned} \delta \sum_{i=1}^{s} N_i \int \frac{U_{i_e}}{T^2} dT = &- \sum_{i=1}^{s} \delta N_i \frac{U_{i_e}}{T} + \\ + \sum_{i=1}^{s} \int \Big[ &\frac{\partial U_{i_e}}{\partial T} \frac{\delta N_i}{T} + N_i \sum_{j=1}^{s} \frac{\partial U_{i_e}}{\partial n_j}\left(\frac{\partial n_j}{\partial N_i} + \right. \\ &\left. + \frac{\partial n_j}{\partial V}\frac{\partial V}{\partial N_i}\right)\frac{\delta N_i}{T^2}\Big] dT. \end{aligned}\right| \quad (10)$$

Die Funktion $U_{i_e}$ genügt nun, ähnlich wie $\varkappa$, wovon sie sich ja nur durch eine Konstante unterscheidet, den folgenden beiden Differentialgleichungen (die sie übrigens bis auf eine Konstante definieren):

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial U_{i_e}}{\partial T} &= -\frac{U_{i_e}}{2T}, \\ \frac{\partial U_{i_e}}{\partial n_j} &= \frac{z_j^2 U_{i_e}}{2 \sum_{j=1}^{s} n_j z_j^2}. \end{aligned}\right| \quad (11)$$

Dadurch kann man beide Differentialquotienten von $U_{i_e}$ unter dem Integral durch $U_{i_e}$ selber ausdrücken. Fügt man

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial n_j}{\partial N_j} &= \frac{1}{V}, \\ \frac{\partial n_j}{\partial V} &= -\frac{N_j}{V^2} \end{aligned}\right| \quad (12)$$

und die aus der Zustandsgleichung fließende Beziehung

$$\frac{\partial V}{\partial N_j} = \frac{V}{\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa}, \quad (13)$$

so gelangt man zu folgendem Ausdruck für das Integral

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{s} \int \left[ -\delta N_i + N_i \sum_{j=1}^{s} \frac{z_j^2}{\sum_{j=1}^{s} N_j z_j^2} \left(1 - \frac{N_i}{\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa}\right) \delta N_j \right] \frac{U_{i_e}}{T^2} dT.$$

Wir ziehen die Klammer vor das Integral, das wir mit Hilfe der ersten partiellen Differentialgleichung (11) durch partielle Integration auflösen:

$$\int \frac{U_{i_e}}{T^2} dT = -\frac{U_{i_e}}{T} + \int \frac{\partial U_{i_e}}{\partial T} \frac{\partial T}{T}$$

$$\frac{3}{2} \int \frac{U_{i_e}}{T^2} dT = -\frac{U_{i_e}}{T}.$$

1) Die elektrische Kohäsion, die dem Gasdruck etwas entgegenwirkt, ist bei geringer Ionisierung äußerst schwach.

2) Der Index „Mol" bleibt bei $U_{i_e}$ weiterhin fort.

Endlich benutzen wir noch, daß

$$U_{i_e} = z_i^2 U_e \tag{14}$$

ist, wo $U_e$ eine vom Index freie Funktion bedeutet, und finden für denselben Ausdruck

$$-\frac{1}{3}\sum_{i=1}^{s}\left[-z_i^2\delta N_i + z_i^2 N_i \frac{\sum_{j=1}^{s} z_j^2 \delta N_j}{\sum_{j=1}^{s} N_j z_j^2}\right]\frac{U_e}{T} + \\ + \frac{1}{3}\frac{\sum_{j=1}^{s} N_j z_j^2 \delta N_j}{\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa}\frac{U_e}{T}.$$

Der erste Term ist Null, wie man bei Wechsel der Summation im zweiten Gliede bemerkt; im andern gehen wir mit $U_e$ über (14) wieder unter das Summenzeichen; so findet sich am Ende

$$\delta\sum_{i=1}^{s} N_i \int \frac{U_{i_e}}{T^2}\,dT = \\ = -\sum_{i=1}^{s}\delta N_i \frac{U_{i_e}}{T}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{N_i}{\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa}\right). \tag{15}$$

Die $\delta N_i$ verhalten sich bekanntlich wie die reagierenden Grammmoleküle $\nu_i$; man erhält durch Auflösung der Gl. (9) nach den $p_i$ mit Benutzung von (15) das Massenwirkungsgesetz der ionisierten Gase

$$\prod_{i=1}^{s} p_i^{\nu_i} = C e^{-\frac{\sum\nu_i U_{i_0} + \left(1-\frac{\gamma}{3}\right)U_{i_e}}{RT}} T^{\sum\nu_i C_{p_i}/R}. \tag{16}$$

Für $U_{i_e} = 0$ muß dieses Gesetz in das Guldberg-Waagesche übergehen; man findet durch Vergleich

$\ln C = \sum \nu_\lambda i_\lambda$ ($i_\lambda$ = chemische Konstanten)

und

$$\sum \nu_i U_{i_0} = Q - \sum \nu_i C_{p_i} T, \tag{17}$$

wo $Q$ die Wärmetönung bedeutet. Die Größe

$$\gamma = \frac{N_i}{\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa} \tag{18}$$

kann bei genügend geringer Ionisierung neben 1 vernachlässigt werden, denn die $N_i$ sind die Teilchenzahlen der Ionen — nur für diese ist $U_{i_e}$ von Null verschieden — während $\sum_{\varkappa=1}^{s} N_\varkappa$ alle Teilchen umfaßt; wir können also auch setzen

$$\left.\begin{aligned} \prod_{i=1}^{s} p_i^{\nu_i} &= J_p(T)\, e^{-\sum\nu_i \frac{U_{i_0}+U_{i_e}}{RT}}, \\ J_p(T) &= C T^{\sum\nu_i C_{p_i}/R}, \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

d. h.: bei genügend geringer Ionisierung gehorchen ionisierte Gase dem Guldberg-Waageschen Massenwirkungsgesetz, wenn man darin die Bindungsenergien pro Mol der Reaktionsteilnehmer um ihre elektrischen Energien pro Mol vermehrt.

Diese Formel ist in der Arbeit von Debye vollständig enthalten, worauf wir jedoch erst weiter unten kommen. Sie ist so zu interpretieren: Die Bindungsenergie $\frac{U_0}{N}$ einer Molekel ist die Arbeit, die man aufwenden muß, um ihre Bestandteile vollständig voneinander zu trennen und auf das Potential Null zu bringen. Befindet sich die Molekel in einem ionisierten Gase und haben ihre Teile nach der vollständigen Trennung noch das Potential $U_e/N$, so ist die aufzuwendende Arbeit bloß $(U_0 - U_e)/N$. Haben nun $\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_s$ Mol vor einer chemischen Umwandlung die Bindungsenergien $U_{1_0}, U_{2_0}, \ldots, U_{s_0}$ und die elektrischen Energien $U_{1_e}, U_{2_e}, \ldots, U_{s_e}$, und gehen sie durch die Reaktion in $\nu_1', \nu_2', \ldots, \nu_s'$ Mol über mit entsprechenden gestrichenen Energien, so ist der ganze Umsatz an potentieller Energie

$$\nu_1(U_{1_0} + U_{1_e}) - \nu_1'(U'_{1_0} + U'_{1_e}) + \ldots + \\ + \nu_s(U_{s_0} + U_{s_e}) - \nu_s'(U'_{s_0} + U'_{s_e}) = \\ = \sum_{i=1}^{s} \nu_i (U_{i_0} + U_{i_e}),$$

— denn wenn man die Striche wegläßt, muß man die Vorzeichen der $\nu$ umkehren — und dieser Ausdruck tritt an Stelle von $\sum_{i=1}^{s} \nu_i U_{i_0}$. Man bemerke wohl, daß sich zwar die Formel (19) ohne weiteres durch den Energiesatz interpretieren läßt, daß man aber das einfache, additive Verhalten der elektrischen Energie damit allein keineswegs voraussehen konnte. Die elektrische Energie ist ja von der Temperatur und gewissen Partialdrucken abhängig, und die chemische Umwandlung ist nicht nur vom Energieprinzip, sondern wesentlich vom zweiten Hauptsatze beherrscht. Das einfache, additive Verhalten der elektrischen Energie muß also seine Ursache in ihren besonderen funktionalen Eigenschaften haben; der kinetische Bestandteil $C_v T$ der inneren Energie z. B. verhält sich ja nicht in diesem Sinne additiv, auch gilt ja die reine Additivität schon nicht mehr bei zu großer Konzentration. Indem wir diese Eigenschaften aufsuchen, werden wir die Verallgemeinerung der Formel (19) auf verdünnte Elektrolyte erhalten.

Wie aus der Ableitung hervorgeht, ist für die reine Additivität von $U$ (die Betrachtung

ist nicht auf die elektrische Energie beschränkt) notwendig, daß in (10) der Ausdruck

$$\sum_{i=1}^{s}\int\left[\frac{\partial U_i}{\partial T}\frac{\delta N_i}{T}+\right.$$
$$\left.+N_i\sum_{j=1}^{s}\frac{\partial U_i}{\partial n_j}\left(\frac{\partial n_j}{\partial N_j}+\frac{\partial n_j}{\partial V}\frac{\partial V}{\partial N_j}\right)\frac{\delta N_j}{T^2}\,dT\right.$$

verschwinde, d. h., daß der Integrand verschwinde. Wir benutzen (7), (12) und (13) und finden die Bedingung

$$\sum_{i=1}^{s}\left[\frac{\partial U_i}{\partial T}\frac{\delta N_i}{T}+\right.$$
$$\left.+n_i\sum_{j=1}^{s}\frac{\partial U_i}{\partial n_j}\left(1-\frac{n_j}{\sum_{\varkappa=1}^{s}n_\varkappa}\right)\frac{\delta N_j}{T^2}\right]=0.$$

Das letzte Glied lieferte oben den Term $\gamma$; wir lassen es hier von Anfang an fort, wobei wir es natürlich nicht gegen den Rest des Ausdrucks, der verschwindet, sondern gegen $\Sigma\delta N_i U_i/T$ in (10) vernachlässigen. Es läßt sich zeigen, daß dafür wieder die Kleinheit von $\gamma$ gegen 1 erforderlich ist und hinreicht; wir unterdrücken den Beweis, der sich auf die gleich anzugebenden Differentialgleichungen stützt, und der einige Zeilen erfordert, der Kürze halber. Es soll also

$$\sum_{i=1}^{s}\left[\frac{\partial U_i}{\partial T}\delta N_i+\frac{n_i}{T}\sum_{j=1}^{s}\frac{\partial U_i}{\partial n_j}\delta N_j\right]=0$$

werden. Das Bestehen der oben benutzten Differentialgleichungen (11) für $U_i$ ist dazu bloß hinreichend; notwendig ist, daß der Koeffizient jeder Variation einzeln verschwinde, was auf die viel allgemeineren Differentialgleichungen

$$\frac{\partial U_i}{\partial T}+\frac{1}{T}\sum_{j=1}^{s}n_i\frac{\partial U_i}{\partial n_j}=0\quad i=1,2,\ldots,s \qquad (20)$$

führt. Wir multiplizieren sie der Reihe nach mit $n_1, n_2, \ldots, n_s$. Setzen wir noch formal

$$T=n_0,$$

so heißen die Differentialgleichungen

$$\left.\begin{aligned}
&n_1n_0\frac{\partial U_1}{\partial n_0}+n_1^2\frac{\partial U_1}{\partial n_1}+n_2n_1\frac{\partial U_2}{\partial n_1}+\cdots+n_sn_1\frac{\partial U_s}{\partial n_1}=0,\\
&n_2n_0\frac{\partial U_2}{\partial n_0}+n_1n_2\frac{\partial U_1}{\partial n_2}+n_2^2\frac{\partial U_2}{\partial n_2}+\cdots+n_sn_2\frac{\partial U_s}{\partial n_2}=0,\\
&\qquad\vdots\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\vdots\qquad\qquad\vdots\\
&n_sn_0\frac{\partial U_s}{\partial n_0}+n_1n_s\frac{\partial U_1}{\partial n_s}+n_2n_s\frac{\partial U_2}{\partial n_s}+\cdots+n_s^2\frac{\partial U_s}{\partial n_s}=0.
\end{aligned}\right| \qquad (21)$$

Der Koeffizient $B_{i,\varkappa}=n_in_\varkappa$ des Gliedes $\frac{\partial U_i}{\partial n_\varkappa}$ genügt dann der Beziehung

$$\frac{B_{i,0}}{B_{1,0}}=\frac{B_{i,1}}{B_{1,1}}=\cdots=\frac{B_{i,s}}{B_{1,s}},\quad i=1,2,\ldots,s.$$

Daraus folgt auf Grund einer gewissen Determinantenrelation[1]) die Äquivalenz des Systemes (21) und des Systemes totaler Differentialgleichungen

$$\left.\begin{aligned}
&dn_i-\frac{n_i}{n_0}dn_0=0,\\
&\qquad i=1,2,\cdots,s\\
&\frac{n_1}{n_0}dU_1+\frac{n_2}{n_0}dU_2+\cdots+\frac{n_s}{n_0}dU_s=0,
\end{aligned}\right| \qquad (22)$$

das sich sogleich integrieren läßt:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{n_i}{n_0}=c_i,\\
&\qquad i=1,2,\cdots,s\\
&\frac{n_1}{n_0}U_1+\frac{n_2}{n_0}U_2+\cdots+\frac{n_s}{n_0}U_s=c_0.
\end{aligned}\right|$$

Die allgemeine Lösung des Systems (21) ist dann gegeben durch

$$F\left(\frac{n_1}{n_0},\frac{n_2}{n_0},\ldots,\frac{n_s}{n_0};\sum_{j=1}^{s}\frac{n_j}{n_0}U_j\right)=0,$$

wo $F$ eine willkürliche Funktion darstellt. Da die $U_j$ nur verbunden vorkommen, kann man die Gleichung auflösen zu

$$\sum_{j=}^{s}\frac{n_j}{n_0}U_j=G\left(\frac{n_1}{n_0},\frac{n_2}{n_0},\ldots,\frac{n_s}{n_0}\right),$$

wo $G$ eine neue willkürliche Funktion ist; und diese Gleichung bleibt richtig, wenn man jedes $U$ gleich einer willkürlichen Funktion von

$$\frac{n_1}{n_0},\frac{n_2}{n_0},\ldots,\frac{n_s}{n_0}$$

setzt. Wir schreiben für $n_0$ wieder $T$:

$$U_j=U_j\left(\frac{n_1}{T},\frac{n_2}{T},\ldots,\frac{n_s}{T}\right). \qquad (23)$$

Die Betrachtung beschränkt sich nicht auf Gase; bei Flüssigkeiten ist nur die Bedingung für die Vernachlässigung des Volumgliedes durch eine

1) Hamburger, Crelles Journ. 100.

geeignete Zustandsgleichung entsprechend zu formulieren. D. h. in heterogenen Systemen verhält sich jede Form innerer Energie, die von der Temperatur $T$ und gewissen, im Verhältnis zur Gesamtzahl der Partikel hinreichend kleinen Teilchenzahlen pro V.-E. $n_1, n_2, \cdots, n_s$ nur in der Verbindung

$$\frac{n_1}{T}, \frac{n_2}{T}, \cdots, \frac{n_s}{T}$$

abhängt, bei chemischen Umsetzungen wie die Bindungsenergie.

Diese selbst subsumiert sich als Konstante; eine der nächst einfachen Energieformen ist unsere elektrische (8) wegen (6); die kinetische, innere Energie der Gase $C_v T$ fällt nicht darunter; ebenfalls darin eingeschlossen ist aber der Debyesche Ausdruck für die elektrische Energie der Elektrolyte in seiner allgemeinsten Form. In den Flüssigkeiten spielen nämlich wegen der viel größeren Dichte die endlichen Abmessungen der Atome eine Rolle. Nach Debye kann man auf Grund einer gewissen einfachen Modellvorstellung folgende Formel mit Vorteil dafür benutzen:

$$U_{i_e} = -\frac{N z_i^2 \varepsilon^2 \varkappa}{2D(1+\varkappa a_i)}. \tag{24}$$

($D$ = Dielektrizitätskonstante, $a_i$ individueller Ionendurchmesser). $\varkappa a_i$ ist gegen 1 nicht zu vernachlässigen[1]). Wie man sieht, ist auch diese kompliziertere Form elektrischer Energie nur Funktion von $\varkappa$ und damit von $\frac{n_1}{T}, \cdots, \frac{n_s}{T}$.

Es gilt also für verdünnte Elektrolyte, wenn wir auf Konzentrationen $c_i$ statt der Partialdrucke $p_i$ umrechnen, ganz entsprechend Formel (19)

$$\left.\begin{aligned} \prod_{i=1}^{s} c_i^{\nu_i} &= J_c(T)\, e^{-\sum \nu_i \frac{U_{i_a}+U_{i_e}}{RT}}, \\ J_c(T) &= C T^{\sum \nu_i} C_{p_i}{}^{/R}\, p^{-\sum \nu_i}, \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

wenn jetzt für $U_{i_e}$ der Ausdruck (24) genommen wird. Führen wir die klassische Gleichgewichtskonstante $K_c$ ein, so erscheint diese mit einem Faktor multipliziert:

$$\prod_{i=1}^{s} c_i^{\nu_i} = K_c(T)\, e^{-\nu_i \frac{U_{i_e}}{RT}}.$$

Debye schreibt dafür[2])

$$\prod_{i=1}^{s} c_i^{\nu_i} = f_a K_c(T)$$

und spricht mit Bjerrum von $f_a$ als dem „Aktivitätskoeffizienten". Wie man sieht, ist dieser nichts anderes als[1])

$$\ln f_a = -\sum_{i=1}^{s} \nu_i \frac{U_{i_e}}{RT}, \tag{26}$$

also mit den elektrischen Energien pro Mol der Reaktionsteilnehmer genau so gebildet, wie in (17) die Wärmetönung mit den Konstanten der inneren Energie: mit einem Wort, die Größe $RT \ln f_a$ ist die „elektrische Wärmetönung" des Prozesses. Es empfiehlt sich wohl, den Namen des „Aktivitätskoeffizienten", der einem phänomenologischen, korrigierenden Faktor zukommt, der historischen, empirischen Darstellung zu überlassen und das Naturgesetz, das von Debye dafür abgeleitet und so eindrucksvoll an der Erfahrung bestätigt wurde, lieber durch die „innere, elektrische Energie pro Mol" auszudrücken, die dem Gegenstande eigentümlich ist und die sich in der theoretischen Ableitung von selbst darbietet. Man darf nur die Konzentrationsabhängigkeit von $U_e$ nicht vergessen.

Besonders helles Licht fällt durch die Diskussion der Formel (19) auf das Vorzeichen von $\ln f_a$. In der angegebenen Fassung ist nämlich $f_a$ im allgemeinen größer als eins. Zerfällt z. B. ein neutrales Molekül in Ionen und wählt man die $\nu_i$ der entstehenden Teile in gewohnter Weise positiv, so wird $\ln f_a$, wie aus (24) und (26) hervorgeht, positiv, d. h., das Vorhandensein der Ladungen befördert die Dissoziation. Das erscheint auf den ersten Blick äußerst unglaubwürdig, denn wenn man sich ein Bild von dem Reaktionsvorgange macht, so denkt man wohl zunächst daran, daß die gegenseitige Anziehung ungleichnamiger Ionen die Wahrscheinlichkeit der Wiedervereinigung vergrößern und das Gleichgewicht zugunsten der

1) Wie das bei Gasen der Fall ist. In den Dämpfen der Salze vom Typus $NaCl$ z. B. ist $\varkappa$ noch bei 1000° erst von der Größenordnung $10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$.

2) In der ersten Fassung des Aktivitätskoeffizienten.

1) Die entsprechende Formel, die sich durch Einsetzen von (24) ergibt, wurde von Herrn Debye inzwischen gefunden und als „bemerkenswert einfach" in einer Anmerkung (2. Mitteilung, S. 102) erwähnt. Sie ergibt sich jedoch aus seiner ersten Formel (1. Mitteilung [45], S. 199) nur, wenn man die Unterschiede der Ionenradien vernachlässigt, während unsere Ableitung die strenge Gültigkeit verlangt. Tatsächlich findet sich bei Debye ein Rechenfehler; es muß S. 198 unten heißen:

$$\delta \sum_{i=1}^{s} N_i \frac{z_i^2 \varepsilon^2 \varkappa}{3DT} \chi_i = \sum_{i=1}^{s} \delta N_i \frac{z_i^2 \varepsilon^2}{3DT} \varkappa \chi_i + \\ + \sum_{i=1}^{s} N_i \frac{z_i^2 \varepsilon^2}{3D} \frac{d}{d\varkappa} \left(\frac{\varkappa \chi_i}{T}\right) \delta \varkappa.$$

Die Größe $T$ darf im letzten Term nicht herausgezogen werden, da $\varkappa$ temperaturabhängig ist. Man beachte am Schlusse, daß $\sum \nu_i z_i = 0$, und $\sum N_i z_i = 0$, daher für die geladenen Teile

$$N_i : N_j : N_k \ldots = \nu_i : \nu_j : \nu_k \ldots$$

gilt.

ungespaltenen Partikel verschieben müßte. In der Thermodynamik ist für diese Vorstellung kein Platz; das Massenwirkungsgesetz (19) oder (25) konstatiert vielmehr einfach, daß die Ionisierungsarbeit herabgesetzt ist[1]).

Die Möglichkeit dieser Deutung verdankt der Verf. Herrn Prof. Born, dem er auch für die Anregung zur Beschäftigung mit dem Gegenstande zu Danke verpflichtet ist!

1) Man lasse sich nicht durch das Vorzeichen von $U_i$ irritieren! Vgl. die Diskussion von (19).

Göttingen, 7. April 1924.

(Eingegangen 24. April 1924.)

## Über den Bau der zweiten positiven Gruppe der Stickstoffbanden.

Von R. Mecke und P. Lindau.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Bonn.)

An der Hand von Plattenmaterial, das teilweise von Zeit[1]), teilweise von Prof. Konen herrührt oder neu hergestellt wurde, und auf Veranlassung von Prof. Konen wurde von einem von uns (Lindau) eine eingehende Durchmessung der zweiten positiven Gruppe der Stickstoffbanden vorgenommen. Die Methode der Ausmessung schloß sich an das Verfahren von Exner und Haschek an. Dadurch wurde eine Vollständigkeit der Ausmessung erreicht, die nach den bisherigen Methoden schwer zu erreichen war. Auf Grund dieser Messungen gelang es uns, in der zweiten Gruppe in weitgehendem Maße unter Berücksichtigung der zahlreichen Störungen, die sowohl die Zuordnung der Linien verschiedener Banden als auch der verschiedener Zweige einer Bande ermöglichten, eine Darstellung des Spektrums durch Kombinationsbeziehungen zu geben, durch die alle daraufhin untersuchten Linien mit ausreichender Genauigkeit dargestellt werden. Es wurden mehr als 1000 Kombinationswerte erhalten, die später veröffentlicht werden sollen.

In jeder der untersuchten 9 Banden wurden 200—250 Linien gemessen; diese 9 Banden verteilen sich auf die gesamten 44 Banden so, daß mit Ausnahme der Längsserien mit den Oszillationsquantenzahlen $n' = 3$ und $n' = 4$, deren Untersuchung noch nicht beendet ist, alle erforderlichen Anfangsterme und die Endterme bis $n = 5$ isoliert werden konnten.

Die Banden sind nach Violett abschattiert. Die einzelnen Linien lassen deutlich eine Gruppierung in 2 mal 3 Zweige erkennen derart, daß bei den am weitesten nach Violett zu verfolgenden Banden je drei Linien des einen Zweigtripels zu scheinbaren (den sogenannten starken) Tripletts zusammentreten, deren Komponenten von Violett nach Rot mit $R_1$, $R_2$, $R_3$ bezeichnet werden sollen. Diesen unterlagert sind die schwachen Tripletts. Ihre Komponenten mögen $P_1$, $P_2$, $P_3$ heißen. Die Umkehrstellen der letzterwähnten drei Zweige bilden die, namentlich bei geringer Dispersion deutlich in die Erscheinung tretenden, drei starken Kantenlinien, die für die zweite positive Gruppe charakteristisch sind.

Der $R_1$- und $P_1$-Zweig bestehen aus Dubletts mit Komponenten verschiedener Intensität, und zwar ist abwechselnd die brechbarere oder weniger brechbare der diese Dubletts bildenden Linien die stärkere. Sowohl die nach Violett als auch die nach Rot zu liegenden Komponenten liegen auf kontinuierlichen Kurven. In den Fällen, wo die Dubletts nicht aufgelöst sind, erscheinen sie nach der Seite der schwächeren Komponente verwaschen. Die Glieder des $R_2$- und $P_2$-Zweiges sind einfach. Jede zweite Linie ist verschoben. Für die Bande 3371 z. B. ergibt sich unter Verwendung Zeitschen Zahlenmaterials für die Größe dieser Verschiebung in Å.-E. 0,012 bzw. 0,013. Der $R_3$- und $P_3$-Zweig sind einfach und nicht verschoben. Die Berechtigung für die Zuordnung der Zweige als $R_1$- und $P_1$-, $R_2$- und $P_2$- und $R_3$- und $P_3$-Zweig ergibt sich aus den Kombinationsbeziehungen. Die Korrespondenz der Störungen läßt über die Richtigkeit der erfolgten Zuordnung keinen Zweifel. Die Störungen bestehen darin, daß Linien ausfallen oder neu auftreten, verschoben sind oder daß sie anomale Intensität aufweisen. Die Kombinationsbeziehungen wurden an den Relationen

$$\begin{aligned} R_i(m+1) - P_i(m-1) &= F_i(m+1) - F_i(m-1) = \Delta F_i \\ R_i(m) \quad - P_i(m) \quad &= f_i(m+1) - f_i(m-1) = \Delta f_i \end{aligned} \qquad (i = 1, 2, 3)$$

geprüft. Diese folgen aus den beiden Ansätzen

$$\begin{aligned} R_i(m) &= F_i(m) - f_i(m-1) \\ P_i(m) &= F_i(m) - f_i(m+1). \end{aligned} \qquad (i = 1, 2, 3)$$

1) P. Zeit, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **21**, 1—27, 1921.

| $n$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | **3371** | **3577** | **3805** | **4059** | 4344 | 4666 | | | | | | [1] |
| 1 | 3159 | 3739 | **3536** | **3755** | **3998** | 4269 | 4574 | 4917 | | | | |
| 2 | 2977 | 3136 | 3709 | 3500 | **3710** | **3942** | 4201 | 4490 | 4814 | | | |
| 3 | 2820 | 2962 | 3116 | 3285 | 3469 | 3671 | 3894 | 4141 | 4416 | 4723 | | |
| 4 | | 2814 | 2953 | 3104 | 3267 | 3446 | 3642 | 3857 | 4094 | 4356 | 4648 | 4975 |

Aus dem gleichen Verlauf der Differenzen $\Delta F_i$ und $\Delta f_i$ können wir auf den gleichen Anfangs- bzw. Endzustand des emittierenden Moleküls schließen. Dadurch findet das bekannte Kantenschema (siehe oben) in den untersuchten Teilen seine Bestätigung.

Die Richtigkeit dieser Anordnung wird ferner dadurch erhärtet, daß ausnahmslos alle Banden einer Längsserie in allen untersuchten Fällen dieselbe Störung aufweisen, der gestörte Term daher der Anfangsterm ist. Einzelheiten sollen in einer ausführlichen Mitteilung erörtert werden.

1) Die fett gedruckten Banden sind bisher untersucht.

Bonn, 1. Mai 1924.

(Eingegangen 15. Mai 1924.)

## Über die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in Flüssigkeiten durch ein magnetisches Feld.

Von M. Sende und G. Wiarda.

Herr Marshall Holmes beschreibt in einer kurzen Mitteilung[1]) folgende Erscheinung:

Ein Polarimeter wird in das Feld eines Elektromagneten gebracht, etwa wie beim Faraday-Effekt. Zwischen den beiden Nikols liegt ein mit Glyzerin gefülltes Rohr. Vor dem Einschalten des Magneten wird das Gesichtsfeld auf Gleichförmigkeit eingestellt; dann erscheint (bei einem Halbschattenapparat) nach dem Einschalten die eine Hälfte des Gesichtsfeldes hell, die andere dunkel. Wird der Magnet nun wieder ausgeschaltet, so stellt sich nach Herrn Holmes nicht sofort Gleichförmigkeit ein, sondern es wird die vorher helle Hälfte für $1-1^1/_2$ Sekunden schwach dunkel, und erst dann wird das Gesichtsfeld wieder gleichförmig. Dies geschieht beim Glyzerin, bei fast allen anderen Flüssigkeiten dagegen ergibt sich ohne weiteres Gleichförmigkeit. Außer bei Glyzerin beobachtet Herr Holmes den Halbschattenumschlag auch bei Lösung von Zitronensäure in Glyzerin und bei wäßriger Lösung von leicht mit Essigsäure angesäuertem Bleiazetat, während er ausbleibt bei Flüssigkeiten mit geringerer und auch größerer Viskosität als Glyzerin sie besitzt. Auf Grund dieser Beobachtung entwickelt Herr Holmes eine Theorie für die beschriebene Erscheinung: Er nimmt magnetische Moleküle in der Flüssigkeit an, die beim Einstellen des Magnetfeldes geordnet werden. Nach dem Ausschalten des Magneten nehmen leichtflüssige Substanzen sehr schnell wieder ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage an, so daß man nichts Besonderes beobachten kann; bei Glyzerin und Substanzen von etwa der gleichen Viskosität dagegen sollen diese Moleküle erst etwas über ihre Gleichgewichtslage hinausschwingen, wodurch kurze Zeit das Gegenbild der Halbschatten sichtbar wird; bei noch zäheren Flüssigkeiten soll dies jedoch nicht mehr möglich sein, und daher bleibt hier der neue Effekt aus.

Wir prüften auf Anregung von Herrn Prof. Dember diese Mitteilung mit einem Halbschattenapparat von Schmidt & Haensch[1]), Berlin, mit besonders großer Empfindlichkeit. Wir erhielten als Resultat, daß die von Herrn Holmes beschriebene Erscheinung auf subjektiver Täuschung beruht.

Unsere Versuchsanordnung war folgende: Der Halbschattenapparat wurde, um den Einfluß des Erdmagnetismus auszuschalten, senkrecht zum magnetischen Meridian aufgestellt. Zwischen den beiden Nikols brachten wir die Spulen des Elektromagneten so an, daß die Durchbohrung der Kerne genau in der optischen Achse lag, die Pole stießen an die Endflächen eines 10,0 cm langen Rohres, welches die jeweilige Untersuchungsflüssigkeit enthielt. Als Lichtquelle diente eine intensive Natriumflamme eines großen Teclubrenners, mit mehreren Bromnatriumperlen an Platinreusen. Hinter dem Analysator brachten wir eine bewegliche Lochblende an, durch die wir nach Belieben das Gesichtsfeld verdunkeln

1) M. Holmes, Phil. Mag. (6) **46**, 335, 1923. Vgl. auch Phys. Ber. V, 469, 1924.

1) H. Landolt, Das optische Drehvermögen, 2. Aufl., S. 324. Die Trommel war bei unserem Apparat in 100 Teile geteilt, so daß ein Trommelteil = $0{,}0009^0$ betrug.

| | I | | | II | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 10 Amp. | 15 Amp. | 20 Amp. | 10 Amp. | 15 Amp. | 20 Amp. |
| Glyzerin . . . . . | 1,870 | 2,619 | 3,228 | 0,324 | 0,418 | 0,475 |
| Wasser . . . . . | 1,847 | 2,609 | 3,205 | 0,316 | 0,400 | 0,456 |
| Glyzerin mit Zitronensäure . | 1,805 | 2,588 | 3,159 | 0,302 | 0,386 | 0,435 |
| Azeton . . . . . | — | — | — | 0,274 | 0,357 | 0,419 |
| | 550 Gauß | 750 Gauß | 950 Gauß | | | |

oder gleichzeitig mit oder kurz vor oder auch kurz nach dem Ausschalten des Magneten öffnen konnten. Wir wechselten in der Beobachtung und der Bedienung von Magnet und Lochblende ab.

Es ergab sich nun, daß der von Herrn Holmes beschriebene Effekt (nach hinreichender Gewöhnung des Auges) regelmäßig eintrat, wenn die Lochblende dauernd das Gesichtsfeld frei gab. Es zeigte sich also z. B. bei ursprünglicher Gleichförmigkeit nach dem Einschalten des Magneten etwa rechts Dunkelheit, links Helligkeit; nach dem Ausschalten des Magneten aber stellte sich nicht sogleich die Gleichförmigkeit beider Hälften wieder ein, sondern die linke erschien für etwa 1 Sekunde schwach dunkel, und erst dann wurde das Gesichtsfeld wieder gleichförmig. Im Gegensatz zu Herrn Holmes konnten wir diesen ungefähr eine Sekunde dauernden Halbschattenumschlag bei allen von uns untersuchten Flüssigkeiten beobachten, nicht nur bei Glyzerin, sondern auch z. B. bei Wasser und Azeton. Damit ist der von Herrn Holmes angenommene Einfluß der Viskosität widerlegt. Wir vermuteten, daß die beschriebene Erscheinung als eine Kontrastwirkung zu erklären ist. Eine eindeutige Entscheidung darüber gestattete die Benutzung der beweglichen Lochblende zu treffen. Wir beobachteten folgendermaßen.

Das durch ein Tuch vor jedem Nebenlicht der Natriumflamme geschützte Auge stellte zunächst auf Gleichförmigkeit des Gesichtsfeldes ein, und zwar benutzten wir als Nullpunkt den überaus empfindlichen Dunkelumschlag. Kurz vor dem Einschalten des Magneten verdunkelte die Blende das Gesichtsfeld. Wenn jetzt unmittelbar nach oder gleichzeitig mit dem Ausschalten des Magneten erhellt wurde, so sah der Beobachter sofort Gleichförmigkeit. Wurde jedoch die Lochblende kurz vor dem Ausschalten des Elektromagneten geöffnet, so sah man auf der einen Hälfte noch einen Hauch Dunkelheit und dann wieder Gleichförmigkeit. Dieser gerade noch beobachtete Halbschatten war aber ausnahmslos bei über 100 Beobachtungen derjenige, welcher der betreffenden Schaltung des Magneten entsprach. (In unserem obigen Beispiel also rechte Gesichtsfeldhälfte dunkel.) Nach Herrn Holmes hätte in diesem Falle auf das Verschwinden des vom Magnetfeld hervorgerufenen Halbschattens erst noch eine kurze Verdunkelung der anderen (in unserem Beispiel linken) Gesichtsfeldhälfte folgen müssen, bevor die Gleichförmigkeit wieder eintrat. Dies wurde von uns niemals beobachtet, und es war ganz gleichgültig, welche Flüssigkeit wir in das Rohr brachten, welche Richtung wir dem Magnetfeld gaben, und zu welcher Zeit wir die Lochblende öffneten, ob gleichzeitig mit, kurz vor oder kurz nach dem Ausschalten des Magnetfeldes. Wir wiederholten diese Beobachtung auch bei geringeren Stromstärken und bei seitlicher Stellung des Magneten und fanden, wie zu erwarten, qualitativ dasselbe Ergebnis, speziell sahen wir wieder bei allen untersuchten Flüssigkeiten ohne Benutzung der Lochblende die Holmessche Erscheinung, allerdings entsprechend der geringeren Drehung der Polarisationsebene erheblich schwächer, während bei Benutzung der Lochblende nach dem oben beschriebenen Verfahren kein Effekt mehr beobachtet werden konnte. Die Beobachtungen führten wir so aus, daß der am Halbschattenapparat Beobachtende von der Zeitfolge des Ein- und Ausschaltens des Magnetfeldes und der Lochblende und auch von der Richtung des Magnetfeldes keine Kenntnis hatte. Eine Trübung der Beobachtungen durch Selbstbeeinflussung oder Erwartung eines bestimmten Resultates ist also bei dem gewählten Beobachtungsverfahren nicht möglich. Wir ließen die Versuche auch noch von mehreren Personen, die von dem Holmesschen Effekt keine Kenntnis hatten, wiederholen und erhielten unsere Beobachtungen ausnahmslos bestätigt.

Es seien in der obigen Tabelle noch die Drehwinkel der Polarisationsebene bei den verwendeten Stromstärken von 10, 15, 20 Ampère angegeben. I bezieht sich dabei auf die zuerst beschriebene zentrale Stellung (Längsachse der Flüssigkeitssäule parallel den Kraftlinien des Feldes), II auf die seitliche Stellung des Magneten. Die Zahlen bedeuten Grade. Die Temperatur wurde auf 20° C konstant gehalten.

Mit Benutzung der Verdetschen Konstanten für Wasser und der unter I angegebenen Zahlen ergab sich bei 10, 15, 20 Ampère für den Magneten eine Feldstärke von bzw. 550, 750, 950 Gauß. Eine direkte Messung mit einer

Wismutspirale von Hartmann & Braun ergab beste Übereinstimmung.

Dresden, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule, April 1924.

(Eingegangen 30. April 1924.)

## Messung des Emanationsgehaltes der radioaktiven Quellen in Brambach und Oberschlema.

Von P. Ludewig.

Nachdem auf der Freiberger Radiumtagung 1921[1]) empfohlen worden war, radioaktive Quellen in Zukunft nach dem Vergleichsverfahren mit Hilfe von Normallösungen zu messen, wurde das Freiberger Radiuminstitut vom Sächsischen Finanzministerium beauftragt, diese Messungen an den wichtigsten sächsischen Quellen auszuführen. Im folgenden werden die Ergebnisse mitgeteilt.

Zu den Messungen wurde eine Apparatur[2]) benutzt, die aus einem Wulfschen Zweifaden-Elektrometer normaler Bauart bestand, auf das ein evakuierter Ionisationsraum von 3 Liter Inhalt aufgesetzt war. Ihre Konstanz wurde durch die Gammastrahlung eines kleinen *Ra*-Präparats kontrolliert. Die Eichung auf Emanationsmengen geschah mit Radiumnormallösungen der Phys.-Techn. Reichsanstalt[3]).

Für die Messung der Quellen wurde das Quellwasser unmittelbar an der Quelle in vorher evakuierte Glaskolben eingefüllt, und die Glaskolben dann verschlossen. Die Überführung der Emanation aus dem Quellwasser in den Ionisationsraum geschah in der Weise, daß der evakuierte Ionisationsraum mit dem einen Schenkel des Glaskolbens verbunden und durch die Flüssigkeit hindurch Luft in den Ionisationsraum eingelassen wurde. Zwischen der Zeit der Entnahme und der Messung der ersten Wasserprobe lag jedesmal ein Tag, da die Glaskolben für die Messung nach Freiberg transportiert wurden. Die Messungen der verschiedenen Proben erfolgten an den auf den Tag der Entnahme folgenden Tagen so, daß an jedem Tage eine Messung ausgeführt wurde. Das Abklingen der Emanation zwischen Entnahme und Messung wurde in Rechnung gesetzt.

Die folgenden Tabellen enthalten die Ergebnisse von Messungen, die mit dieser Apparatur in der Zeit vom Januar 1923 bis Februar 1924 an den radioaktiven Quellen in Brambach und Oberschlema ausgeführt worden sind. Die Zahlen bedeuten Eman ($= 10^{-10}$ Curie) pro Liter. Die Messungen wurden vom Assistenten am Radium-Institut Dr. Lorenser ausgeführt.

Brambach: Gemessen wurde in Brambach nur die Hauptquelle, die sog. „Wettinquelle". In der Tabelle I steht:

in der 1. Vertikalreihe das Datum, an dem das Wasser entnommen wurde;

in der 2. Vertikalreihe die Ergebnisse der Einzelmessungen der verschiedenen Wasserproben, die entnommen wurden;

in der 3. Vertikalreihe die Mittelwerte aus den Zahlen der 2. Vertikalreihe.

Die Werte sind auf 3 Zahlenstellen abgerundet, da die Genauigkeit der Emanationsmessungen mit der beschriebenen Apparatur nur etwa 2 Proz. beträgt.

Tabelle I.

Brambach.

| | Wettinquelle | Mittelwert |
|---|---|---|
| 25. Januar 1923 | 6570 Eman/Liter | 6500 Eman/Liter |
| | 6620 „ | |
| | 6320 „ | |
| | 6500 „ | |
| 27. Mai 1923 | 6900 „ | |
| | 7070 „ | 7010 „ |
| | 7060 „ | |
| 24. Januar 1924 | 7700 „ | |
| | 7430 „ | 7540 „ |
| | 7500 „ | |

Oberschlema: Gemessen wurde die „Trinkquelle" und die Wässer aus Bohrloch I, II und III. Die Ergebnisse sind in Tabelle II zusammengestellt. Wo keine Zahlen angegeben sind, konnte an dem betreffenden Tage aus technischen Gründen kein Wasser entnommen werden. Es steht:

in der 1. Vertikalreihe das Datum der Wasserentnahme;

in der 2. Vertikalreihe die Ergebnisse der Einzelmessungen an der Trinkquelle;

in der 3. Vertikalreihe die entsprechenden Mittelwerte.

Die übrigen Vertikalreihen enthalten die Ergebnisse der Einzelmessungen von Bohrloch I, II und III.

In der Tabelle III sind ferner für die „Wettinquelle" in Brambach und für die „Trinkquelle" in Oberschlema die Aktivitäten in Eman pro Liter herausgeschrieben. In der 3. Vertikalreihe sind daraus durch Division durch 3,64 die Mache-Einheiten pro Liter errechnet, um so einen

1) Physik. Zeitschr. **22**, 368, 1921.
2) Genauere Beschreibung s. Strahlentherapie **15**, 384, 1923.
3) Physik. Zeitschr. **24**, 286, 1923.

Tabelle II.

Oberschlema.

| | Trinkquelle | Trinkquelle Mittelwert | Bohrloch I | Bohrloch II | Bohrloch III |
|---|---|---|---|---|---|
| 18. Dezember 1923 | 6560 Eman/Liter | 6690 Eman/Liter | — | 1340 Eman/Liter | — |
| | 6830 „ | | | | |
| 24. April 1923 | 6870 „ | 6880 „ | 3790 Eman/Liter | 1200 „ | 4210 Eman/Liter |
| | 6900 „ | | 3760 „ | | 4240 „ |
| 1. Februar 1924 | 9580 „ | 9460 „ | 3570 „ | 1440 „ | 3670 „ |
| | 9350 „ | | 3460 „ | 1470 „ | 3760 „ |
| 15. Februar 1924 | 9240 „ | 9200 „ | | | |
| | 9120 „ | | — | — | — |
| | 9250 „ | | | | |

Tabelle III.

Brambach (Wettinquelle).

| | Eman pro Liter | M. E. pro Liter |
|---|---|---|
| 25. Januar 1923 | 6500 | 1790 |
| 27. Mai 1923 | 7010 | 1930 |
| 24. Januar 1924 | 7540 | 2070 |

Oberschlema (Trinkquelle).

| | | |
|---|---|---|
| 18. Dezember 1923 | 6690 | 1840 |
| 24. April 1923 | 6880 | 1890 |
| 1. Februar 1924 | 9460 | 2600 |
| 15. Februar 1924 | 9200 | 2530 |

Vergleich mit früheren Messungen zu ermöglichen.

Die Änderung des Emanationsgehaltes im Liter der Trinkquelle in Oberschlema hängt mit der geförderten Wassermenge zusammen. Je größer die pro Stunde gelieferte Wassermenge ist, desto kleiner ist bei diesem Bohrloch der Emanationsgehalt im Liter. Der Anstieg des Emanationsgehaltes im Liter der Trinkquelle im Winter 1924 hat wahrscheinlich seine Ursache in der langdauernden Frostperiode, die verhinderte, daß größere Wassermengen in die Quellwege gelangten. Die Wässer der andern Bohrlöcher zeigten eine derartige Abhängigkeit nicht.

Freiberg i/S., Radium-Institut der Bergakademie.

(Eingegangen 9. Mai 1924.)

## „Zur Elektrodynamik der Vorgänge in der Atmosphäre" des Herrn Fr. Kaftan.

Von F. Schindelhauer.

In Heft 5, S. 111—115 dieser Zeitschrift[1]) gibt Herr Fr. Kaftan bekannt, daß er die bisherige thermodynamische Betrachtungsweise meteorologischer Vorgänge verlassen und dafür eine elektrodynamische einsetzen wolle. Den luftelektrischen Erscheinungen sei bis jetzt nicht die gebührende Bedeutung beigemessen worden. So sehr man mit den letzteren Worten einverstanden sein kann: Herr Kaftan tut der Sache der Luftelektrizität einen schlechten Dienst mit seiner Erklärungsweise. Es ist in Angelegenheiten der exakten Naturwissenschaften (zu denen die Meteorologie jetzt auch gehört) bisher üblich gewesen, die Behauptungen mit ihren Beweisen gleichzeitig zu veröffentlichen. Herr Kaftan tut das nicht, er ersetzt ohne Not durch Beobachtungstatsachen wohlbegründete Theorien durch „elektrodynamische" Erklärungsversuche, deren Berechtigung er später beweisen will. So ersetzt er in der Bjerknesschen Zyklonentheorie, welche wirklich beobachtete Temperaturunterschiede als hinreichende Erklärung benutzt, die thermischen Unterschiede durch elektrische, wodurch ihm die Bjerknessche Theorie in einem „neuen Lichte" erscheint. Luftdruckschwankungen sind bei ihm in Wirklichkeit gar nicht vorhanden, sie werden durch veränderliche Elektrostriktion vorgetäuscht. So wird die durch den Einbruch kalter Luft hervorgerufene Druckerhöhung bei Böen — sogenannte Barometernase — durch verstärkte Elektrostriktion erklärt![1]) Leider vergißt Herr Kaftan manchmal sein Prinzip. Er behauptet: „Auf der Erde selbst wird aber sehr wahrscheinlich bei jeder aufwärts gerichteten Luftbewegung unter der Einwirkung des normalen luftelektrischen Feldes eine Trennung der positiven und negativen Elektrizitätsträger erfolgen." Wie, sagt Herr Kaftan nicht[2])? „Diese Trennung muß in äquatorialen Gebieten am ausgeprägtesten auftreten." Ganz ohne thermische Unterschiede scheint es also doch nicht zu gehen.

1) Vgl. auch Naturwissensch. **12**, 246, 1924. Ferner die Bemerkungen dazu von Kähler (S. 281) und die Erwiderung von Kaftan (S. 349).

1) Naturwissensch. l. c. S. 246.

2) Anscheinend liegt hier eine Verwechslung vor mit den Theorien der Elektrisierung von Tropfen im aufsteigenden Luftstrome (Wasserfallwirkung, Influenzwirkung).

In seiner „Erwiderung“[1]) auf Kählers Bemerkungen“[2]) sagt Herr Kaftan selbst, daß seine „vorläufige Mitteilung“ keine genügende Unterlage für ein abschließendes Urteil bieten könne. Eine eingehende Widerlegung seiner Schlußfolgerungen ist also nicht möglich. Man kann aber mit Recht auf das beweisende Zahlenmaterial gespannt sein, das Herr Kaftan noch beibringen will.

1) Naturwissensch. S. 349.
2) Naturwissensch. S. 281.

Potsdam, Meteorologisch-Magnetisches Observatorium, 14. Mai 1924.

(Eingegangen 17. Mai 1924.)

## Zum Saitenelektrometer neuer Form.

Von C. W. Lutz.

Meine Erwiderung (diese Zeitschr. **24**, 460, 1923) auf seine Einwände hat Herr Th. Wulf mit einer Schärfe beantwortet (ebenda **25**, 109, 1924), die mich eine mißverständliche Auffassung meiner Ausführungen vermuten läßt.

Ich wiederhole daher, daß ich keineswegs mit Absicht die Verdienste des Herrn Wulf um die Konstruktion und Verbesserung von Fadenelektrometern verschwiegen habe oder verkenne. Auch möchte ich mit noch größerer Deutlichkeit als bisher zum Ausdruck bringen, daß Herr Wulf zuerst die elastische Befestigung von Elektrometersaiten durch einen federnden Quarzdrahtbügel eingeführt hat. Ich habe diese zweckmäßige Neuerung dann bei meinem Saitenelektrometer in eine Form gebracht, die ein müheloses Auswechseln der Saiten ermöglicht. Dazu glaubte ich mich berechtigt, weil ein derartiges Aufbauen auf den Errungenschaften eines Vorgängers gebräuchlich ist, und um so mehr berechtigt, als ja Herr Wulf selbst schon vorher einige mir eigentümliche und, wie ich glaube, durchaus nicht unwesentliche Konstruktionseinzelheiten (z. B. Form und Verschwenkbarkeit der Elektroden) bei seinen Elektrometern verwendete und sich sogar gesetzlich schützen ließ, ohne daß ich dagegen etwas eingewendet habe.

Ich hoffe, mit dieser Erklärung den leidigen Streit beenden zu können.

München, 8. Mai 1924.

(Eingegangen 8. Mai 1924.)

## 88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck vom 21. bis 27. September 1924.

Die unterzeichneten Geschäftsführer und Einführende beehren sich, Sie zu der vom 21. bis 27. September 1924 in Innsbruck stattfindenden

88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte

ergebenst einzuladen.

Für die Versammlung ist folgendes Programm in Aussicht genommen:

Sonntag, den 21. September:

Ab 8 Uhr abends: Zwanglose Zusammenkunft in den Stadtsälen.

Montag, den 22. September:

9 Uhr vormittags: I. Allgemeine Sitzung.
Eröffnungsansprachen.
Vorträge.
a) Prof. Dr. Hoche, Freiburg i. B.: Das Leib-Seele-Problem.
b) Prof. Dr. Gruhle, Heidelberg: Konstitution und Charakter.
c) Prof. Dr. Thoms, Berlin-Dahlem: Über die Erdbebenkatastrophe in Japan am 1. September 1923.

2 Uhr 30 Min. nachmittags: Sitzung der medizinischen Hauptgruppe.
a) Prof. Dr. Dörr, Basel: Über Idiosynkrasie.
b) Prof. Dr. Hess, Zürich: Physiologie der Arbeit.
c) (Wird später bekanntgegeben.)

Dienstag, den 23. September:

9 Uhr vormittags: II. Allgemeine Sitzung.
a) Prof. Dr. v. Frisch, Breslau: Sinnesleben und „Sprache“ der Bienen.
b) Prof. Dr. Knoll, Prag: Blütenökologie und Sinnesphysiologie der Insekten.
c) Prof. Dr. Porsch, Wien: Die Aufgaben der Vogelblumenforschung auf Grund des neuesten Tatbestandes.

2 Uhr 30 Min. nachmittags; Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe.
Neuerungen auf dem Gebiet der Atom- und Molekularforschung.
a) Prof. Dr. Sommerfeld, München: Grundlagen der Quantentheorie und des Bohrschen Atommodells.
b) Prof. Dr. Kramers, Kopenhagen: Die chemischen Eigenschaften der Atome nach der Bohrschen Theorie.
c) Prof. Dr. Kratzer, Münster i. W.: Molekulareigenschaften und Bandenspektren.

d) Prof. Dr. E. Warburg, Berlin: Die Quantenregeln in der Photochemie.
e) Prof. Dr. J. Franck: Göttingen; Atom- und Molekülstöße und ihre chemische Bedeutung.

Mittwoch, den 24. September:

8 Uhr 30 Min. vormittags: Geschäftssitzung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte.

9 Uhr 30 Min. vormittags: III. Allgemeine Sitzung.
a) Prof. Dr. Penck, Berlin: Das Antlitz der Alpen.
b) Oberbergrat Dr. Ampferer, Wien: Die Tektonik der Alpen.
c) Prof. Dr. Klebelsberg, Innsbruck: Die Naturdenkmäler Südtirols.

Mittwoch nachmittag, Donnerstag und Freitag:

Abteilungs-Sitzungen und gemeinsame Sitzungen.

Gleichzeitig mit der Tagung findet eine Ausstellung der gesamten Industrie statt, welche für die Ausübung des Berufes eines Naturforschers und Arztes in Betracht kommt.

Von geselligen Veranstaltungen sind vorläufig ins Auge gefaßt: Ein Empfang durch die Landesregierung in der Hofburg und ein Tiroler Abend.

Für Schluß der Woche (Samstag uud Sonntag) werden Ausflüge und wissenschaftliche Exkursionen geplant.

Teilnehmer an der Versammlung kann jeder werden, der sich für Naturwissenschaften oder Medizin interessiert. Für die Teilnehmerkarte sind 200000 österr. Kronen zu entrichten, wovon aber für die Mitglieder der Gesellschaft der Jahresbeitrag (50000 österr. Kronen) im Abzug gebracht wird. Für die Damen der Teilnehmer werden Karten zum Preise von 100000 österr. Kronen ausgegeben. Zahlungen sind erbeten an die Tiroler Hauptbank Innsbruck oder für deren Rechnung an die Deutsche Bank, für Konto: Geschäftsführung der 88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Innsbruck.

Falls Sie die Absicht haben, an der Versammlung teilzunehmen, bitten wir Sie, unter Angabe der Abteilung, der Sie beizutreten wünschen, die Geschäftsstelle der 88. Versammlung, Innsbruck, Physik. Institut, Schöpfstr. 41, möglichst bald Mitteilung zu machen, worauf Ihnen späterhin das ausführliche Programm zugesandt wird. Ihre Wünsche betr. Wohnung bitten wir ebenfalls mitzuteilen.

Da das im Juli erscheinende Programm die endgültige Zusammenstellung aller Darbietungen enthalten soll, bitten wir Vorträge und Demonstrationen bis spätestens 30. Juni den unterzeichneten Einführenden der betreffenden Abteilung anmelden zu wollen. Vorträge, die sich zur Verhandlung in gemeinsamen Sitzungen mehrerer Abteilungen eignen, sind besonders willkommen.

Wir bitten um tunlichste Verbreitung dieser Einladung!

Die Geschäftsführung:

Prof. Dr. E. Schweidler, erster Geschäftsführer.
Prof. Dr. R. Klebelsberg, dessen Stellvertreter.
Prof. Dr. H. Haberer, zweiter Geschäftsführer.
Prof. Dr. S. Schuhmacher, dessen Stellvertreter.
Prof. Dr. A. Defant, Schriftführer.
Prof. Dr. A. Haberlandt, dessen Stellvertreter.
Hofrat Dr. Fr. Mader, Schatzmeister (Tiroler Hauptbank).

Beisitzer:

Die Prof.: Dr. E. Brücke, Hofrat Dr. Ipsen und Dr. K. Brunner.

Liste der Einführenden der Abteilungen der 88. Versammlung zu Innsbruck.

1. Mathematik und Astronomie:
Prof. Dr. K. Zindler, Innsbruck, Schubertstraße 3.
Prof. Dr. J. A. Gmeiner, Innsbruck, Speckbacherstr. 4.
Prof. Dr. A. Scheller, Innsbruck, Hötting, Sternwarte.

2. Physik:
Prof. Dr. O. Tumlirz, Phys. Inst., Schöpfstr. 41.
Prof. Dr. E. Schweidler, Phys. Inst., Schöpfstr. 41.

3. Technische Physik und Elektrotechnik:
Prof. Dr. A. Hammerl, Elektrotechn. Institut, Universitätsstr. 2.
Dr.-Ing. A. Mühlhofer, Elektrotechn. Institut, Universitätsstr. 2.

4a. Chemie:
Prof. Dr. K. Brunner, Chemisches Institut, Anatomiestr. 1.
Dr. R. Grüner, Assistent, Chemisches Institut, Anatomiestr. 1.

4b. Physikalische Chemie:
Prof. Dr. J. Lindner, Chem. Institut, Anatomiestr. 1.
Privatdoz. Dr. A. March, Chem. Institut, Anatomiestr. 1.

5. Angewandte Chemie:
Prof. J. Zehenter, Chem. Institut, Anatomiestr. 1.
Oberinspekt. Dr. W. Duregger, Lebensmitteluntersuchungsamt.

6. Pharmazie und pharm. Chemie:
Mag. ph. Ludwig Winkler, Apotheker.
Mag. ph. Karl Fischer, Apotheker.
7. Geophysik:
Prof. Dr. A. Defant, Institut f. kosm. Physik, Schöpfstr. 41.
8. Mineralogie und Petrographie:
Prof. Dr. Br. Sander, Miner.-petrogr. Institut, Universitätsstr. 2.
Dr. H. Schatz, Miner.-petrogr. Institut, Universitätsstr. 2.

### Ausreiseerlaubnis aus Deutschland.

Der Unterzeichnete verhandelte am 11. April mit einem Vertreter des Reichsfinanzministeriums wegen des Erlasses der Gebühr für die Ausreiseerlaubnis zur Teilnahme an der 88. Versammlung in Innsbruck. Dabei wurde festgestellt, daß die Ärzte schon nach den bisherigen Ausführungsbestimmungen die Summe von M. 500.— erlassen bekommen, falls sie ihre Teilnahme an dem Kongreß nachweisen. Bezüglich der Naturforscher liegt bisher noch kein entsprechender Beschluß des Ministeriums vor; es dürfte aber keinem Zweifel unterliegen, daß auf eine Eingabe unserer Gesellschaft und der Geschäftsführung der 88. Versammlung auch diesen der Nachlaß genehmigt werden wird.

Bezüglich der Damen verweisen wir darauf, daß die Geschäftsführung jeder Versammlung laut § 4 der Geschäftsordnung das Recht hat, Damen als Teilnehmer der Versammlung zuzulassen. Es wird somit auch den Damen, die sich als Teilnehmerinnen legitimieren können, die obengenannte Vergünstigung zuteil werden.

### Zahlung des Mitgliedsbeitrages.

Die in Deutschland wohnenden Mitglieder unserer Gesellschaft, die ihren Beitrag noch nicht bezahlt haben, erhalten in den nächsten Wochen eine Postnachnahme über den Betrag von Goldmark 3.— zuzüglich Kosten. Der Herr Schatzmeister bittet dringend um Einlösung dieser Nachnahme, damit keine weiteren Unkosten entstehen.

Die im Ausland wohnenden Mitglieder werden nochmals dringend gebeten, ihren Beitrag nunmehr zu entrichten, und zwar die österreichischen Mitglieder Kr. 50000.— auf das Subkonto „Naturforschergesellschaft" des Herrn Prof. Dr. E. Brücke bei der Kreditanstalt, Filiale Innsbruck, die Mitglieder in den übrigen Ländern Goldmark 5.—, entsprechend Dollar 1.25, umgerechnet in der für das einzelne Mitglied in Frage kommenden Landeswährung, durch eingeschriebenen Brief in Banknoten ihrer Landeswährung oder in Schecks an die Chemie-Treuhand-Gesellschaft, Berlin W 10, Sigismundstr. 3.

Der geschäftsführende Sekretär.
(gez.) B. Rassow.

# BESPRECHUNGEN.

**A. u. O. Föppl, Grundzüge der Festigkeitslehre.** (Teubners technische Leitfäden Bd. 19.) 8°. IV u. 290 S. Mit 141 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1923.

Die Verfasser hatten bei der Abfassung dieses Buches die Absicht, ein Hilfsmittel für strebsame Ingenieure zu schaffen, die über eigene praktische Erfahrungen verfügen und das Bedürfnis empfinden, ihre theoretischen Kenntnisse zu erweitern und zu vertiefen. Bei der Bedeutung, die August Föppl als Forscher und Lehrer der technischen Mechanik zukommt, versteht es sich fast von selbst, daß der beabsichtigte Zweck in vollem Maße mit dem Buche erfüllt werden wird. Dem Referenten scheint es aber auch noch ganz besonders geeignet für einen dem genannten zunächst reichlich fern liegenden anderen Zweck, der dafür dem Leserkreis dieser Zeitschrift näher liegt.

Der größere Teil der an Universitäten promovierten Physiker wandert heute in die Technik und wird dort vor Fragen der verschiedensten Art gestellt. Es ist ein offenes Geheimnis, daß sich dabei häufig eine starke Hilflosigkeit herausstellt, sobald es sich um Fragen mechanischer Natur handelt — kein Wunder bei dem bis vor kurzem üblichen Bildungsgang, der an mechanischen Vorlesungen der Universität mit geringen Ausnahmen (Göttingen) fast nur die mathematische analytische Mechanik kannte. Wenn heute an manchen Orten hier Vorstöße in Richtung der angewandten Mechanik gemacht werden, so müssen sie sich im allgemeinen auf sehr geringe Stundenzahl beschränken, die natürlich nur das Allerwichtigste mitteilen kann. Da ist es von nicht geringer Bedeutung, dem Studenten der Physik ein Buch an die Hand zu geben, das er neben der Vorlesung zur Vervollständigung zweckmäßig benutzen kann, das nach der Art seiner Darstellung unter Umständen der Vorlesung direkt zugrunde zu legen ist. Hierfür erscheint uns das vorliegende Buch nun besonders geeignet, da es eine sehr glückliche Verbindung mathematischer Deduktion, soweit sie für Wirklichkeitszwecke berechtigt und notwendig erscheint, mit gründlicher Betonung der physikalischen Tatsachen enthält. Für den hier ins Auge gefaßten Zweck wäre vielleicht nur noch zu wünschen — was wohl auch dem ursprünglich beabsichtigten nicht im Wege stünde —, daß bei der derzeitigen spärlichen Beschaffungsmöglichkeit von Anschauungsmaterial die maschinellen Prüfungseinrichtungen und ihre Ergebnisse in Wort und Bild im allgemeinen eine etwas ausführlichere Darstellung fänden, etwa wie sie bei der Schilderung der neuen Versuche des jüngeren Verfassers zur Feststellung der Schwingungsfestigkeit und

in den photographischen Wiedergaben der Schwingungsbäuche gegeben wurde.

Nach allem Gesagten darf man dem Buche weitgehende Verbreitung auch in Kreisen technisch orientierter junger Physiker wünschen. Schiller.

**Schlömilch, Kompendium der höheren Analysis.** 6. Auflage. Bd. I. Bearbeitet von Adolf Kneser. 8°. X, 619 S. Mit 91 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1923. Gz. 16.—.

Der alte Schlömilch hat seit fünfzig und mehr Jahren die Kenntnis der Analysis vermittelt, oder wenigstens die Kenntnis des Rechenapparates der Analysis, der in seltener Vollständigkeit zu finden war und die Beliebtheit des Kompendiums vor allem auch bei Technikern und Physikern erklärte. Auch die Neubearbeitung will die Beherrschung dieses formalen Apparates übermitteln; darüber hinaus soll aber auch der Weg zu einem wirklichen begrifflichen Verständnis geebnet werden; und man kann sagen, daß diese doppelte Aufgabe gelungen ist. In den einleitenden Paragraphen werden die Grundlagen der Analysis in knapper, faßlicher und dennoch strenger Form vorgetragen; dies gelingt vor allem dadurch, daß der Begriff der gleichmäßigen Stetigkeit im Vordergrund steht, daß also nur im abgeschlossenen Intervall stetige Funktionen betrachtet werden, was für die nachfolgenden Anwendungen ausreicht. Als weiterer wichtiger Beitrag im begrifflichen Sinn ist die Lehre vom Flächen- und Rauminhalt, vom Innern und Äußern geschlossener Kurven zu nennen; dadurch wird die Grundlage gegeben zur Theorie der Linienintegrale und der vielfachen Integrale. Hier sind dann — als für den Physiker besonders wichtig — die Sätze von Green und Stokes neu hinzugekommen, und ebenso eine an die Arbeiten von E. Schmidt anschließende Darstellung der Grundlehren der Potentialtheorie, auf die besonders hingewiesen sei; es ist wohl das erstemal, daß in einem elementaren Lehrbuch eine so weitgehende und doch so einfache Darstellung gegeben wird. Im übrigen ist der Stoff gegenüber den alten Ausgaben wenig geändert; nur im letzten Abschnitt über Differentialgleichungen ist stark gestrichen, und dafür der gruppentheoretische Standpunkt betont. Fern liegen dem Kompendium — was die Einleitung im Anschluß an frühere Ausgaben betont — alle „pathologischen Erscheinungen" in der Analysis, die der Physiker und Techniker mit Recht ablehnt. Wer freilich bis zur „Pathologie" modernster Physik vordringen will, wird gelegentlich vor der Pathologie in der Mathematik auch nicht Halt machen können.

E. Noether.

**B. v. Kerékjártó, Vorlesungen über Topologie.** I. Flächentopologie. Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen. VIII. 8°. 270 S. m. 60 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1923. M. 11.50, geb. M. 13.—.

Die Topologie untersucht die bei stetigen Transformationen ungeändert bleibenden Eigenschaften geometrischer Gebilde. Manches mag dem Physiker dabei vielleicht selbstverständlich scheinen, wie z. B. der Jordansche Kurvensatz, der aussagt, daß eine einfache geschlossene Kurve in der Ebene zwei Gebiete bestimmt, deren Rand sie ist. Wie sehr man aber der bloßen Anschauung gerade bei solchen Fragen mißtrauen muß, zeigt das S. 92 gebrachte Beispiel einer geschlossenen Kurve, die sich nicht in zwei eigentliche Kurvenbogen zerlegen läßt. Von besonderem Interesse für die Anwendungen sind unter anderm der von Poincaré ausgesprochene, von Birkhoff bewiesene Satz S. 204, vermittels dessen man beim beschränkten Dreikörperproblem auf das Vorhandensein einer periodischen Bahnkurve schließen kann, sowie die Brouwerschen Sätze über die Invarianz der Dimensionszahl und die Gebietsinvarianz, die beim Nachweis der Nichtexistenz ergodischer Gase vorkommen. Auch bei der Weiterentwicklung der Relativitätstheorie werden topologische Fragen zweifellos eine wesentliche Rolle spielen.

Ein genaues Eingehen auf den Inhalt des vorliegenden ersten Bandes erfordert zahlreiche Definitionen, so daß hier nur eine ganz allgemeine Inhaltsangabe gebracht werden kann. Der 1. Abschnitt gibt die punktmengentheoretischen Grundlagen, der 2. bringt die Kurven in der Ebene, unter anderm den Jordanschen Kurvensatz, seine Erweiterung und seine Umkehrung, der 3. Gebiete von einfachem, von endlichem und von unendlich hohem Zusammenhang sowie den Satz, daß jedes topologische Bild einer geschlossenen Kurve in der Ebene selbst eine solche ist, der 4. und 5. die Topologie der Polyederflächen und der offenen Flächen. Die beiden letzten Abschnitte enthalten spezielle Untersuchungen über Abbildungen von Flächen und über Kurvenscharen auf Flächen.

Es ist zu erwarten, daß das vorliegende Buch mit seiner zusammenfassenden Darstellung eines fruchtbaren, in lebhaftester Entwicklung begriffenen Gebietes nicht nur dem Mathematiker wertvollste Anregung gibt, sondern auch das Interesse des Physikers erwecken wird.

Hilb.

**J. Boussinesq, Cours de Physique mathématique, Complements au tome III.** Conciliation du véritable déterminisme mécanique avec l'existence de la vie et de la liberté morale. XLVIII und 217 S. Paris 1922.

Der vorliegende Band enthält eine auf die Lichttheorie und eine auf die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten bezügliche Ergänzung zum 3. Band des Boussinesqschen Lehrganges; der Hauptteil aber behandelt die „Versöhnung des mechanischen Determinismus mit der Existenz des Lebens und der Willensfreiheit".

Die physikalisch-chemischen Gesetze bestimmen auf Grund des gegenwärtigen Zustandes die zweiten Ableitungen der für den Zustand charakteristischen Größen, d. h. lassen sich durch Differentialgleichungen ausdrücken. Wahrscheinlich beherrschen diese Gesetze auch die inneren Bewegungen der belebten Organismen. Man könnte meinen, daß dadurch alles Geschehen streng determiniert und die Freiheit des Willens ausgeschlossen sei. Wer aber so schließt, vergißt, daß Differentialgleichungen singuläre Lösungen besitzen können. Nach der Ansicht des Verfassers ist nun ein Lebewesen ein Wesen, dessen Bewegungsgleichungen in sehr rasch aufeinander folgenden Zeitpunkten oder sogar stetig Verzweigungsstellen besitzen. Auf diese Weise entsteht eine Unbestimmtheit und das Eingreifen eines leitenden Prinzips (principe directeur) wird erforderlich. Dieses leitende Prinzip ist aber durchaus zu unterscheiden von dem Lebensprinzip der früheren Metaphysik. Es hat keine entgegenstehenden mechanischen Kräfte zu überwinden, sondern nutzt nur ihre Unzulänglichkeit aus, um seinerseits die Erscheinungsreihe zu beeinflußen. Aber die Anfangszustände, zu denen Verzweigungen gehören, sind so in der Minderheit, daß die Wahrschein-

lichkeit ihrer zufälligen Herstellung so gut wie verschwindend ist. Das bedeutet, daß die Urzeugung praktisch ausgeschlossen ist. P. Hertz.

**W. Brand, Der Kugelblitz.** 8°. 170 S. Mit 2 Textabbildungen, 1 Tafel. Hamburg, Henry Grand. 1923. Geh. Gz. M. 7.20.

Prof. Ch. Jensen und Arn. Schwahsmann geben eine Sammlung: „Probleme der kosmischen Physik" heraus. Der augenblickliche Stand der wichtigsten wissenschaftlichen Tagesfragen der kosmischen Physik soll hierin dargestellt und diskutiert werden. Für die wissenschaftliche Orientierung kann eine solche Sammlung ungemein wichtig werden. Das Verzeichnis der geplanten Veröffentlichungen zeigt auch Themata, die weitgehendes Interesse erregen. Bisher sind erschienen: Schmauß-Wien, Die Wettervorhersage; J. Plaßmann, Die Milchstraße und das oben angegebene Buch.

Das vorliegende Bändchen gibt zunächst 215 ausgewählte Berichte über Beobachtungen des Kugelblitzes; sodann einiges Statistisches: Der jährliche und tägliche Gang mit dem Maximum im Juli und am Nachmittag (4—6 p. m.) ähnlich wie bei Gewittern. Es folgt dann auf Grund der mitgeteilten Beobachtungen eine eingehende Beschreibung über die Gestalt, Bewegung, Farbe, Lichtstärke, Geruch, Bahn, Geschwindigkeit und Dauer des Kugelblitzes und über den Vorgang seiner Bildung und Auflösung. Das Resultat der Beobachtungen wird in 14 Erfahrungssätzen zusammengefaßt. Den Schluß bildet der Bericht über die verschiedenen Erklärungsversuche, von denen der Töpfersche einer eingehenden Kritik unterzogen und als nicht ausreichend erkannt wird. Eine Abbildung zeigt eine dem Kugelblitz ähnliche Lichterscheinung, die beim Kurzschluß eines 13500 PS-Generators (12000 Volt) entstand. Ein norwegischer Ingenieur Nielsen, von dem auch die Abbildung stammt, beobachtete während eines anderen Kurzschlusses einer Hochspannungsleitung (120 KV, 30000 PS) eine aus der Leitung herausschießende Kugel, (etwa 50 mm Durchmesser), die vom Winde 50 m weit fortgeführt wurde, worauf sie sich in mehrere kleine Kugeln teilte. Versuche in dieser Richtung, die wohl zur Klärung dieser Frage beitragen könnten, sind bisher nicht angestellt worden. G. Angenheister.

**W. Köppen, Die Klimate der Erde, Grundriß der Klimakunde.** 8°. 369 S., 8 Tafeln, 19 Textfiguren. W. De Gruyter & Co. Berlin 1923. Geh. M. 7,20.

Das Klima der Erde und seine geographische Verteilung sind in erster Linie bedingt durch die Größe der zugestrahlten Sonnenenergie und durch die Kugelgestalt, die tägliche Umdrehung und den jährlichen Umlauf der Erde um die Sonne. Solarkonstante, mittlere Sonnenhöhe und Taglänge bedingen das solare Klima eines Ortes, das somit, solange die Solarkonstante konstant bleibt, nur von der Breite abhängt. Das solare Klima wird nun modifiziert durch den Einfluß der Atmosphäre, durch das hohe Absorptionsvermögen des Wasserdampfgehaltes für die langwellige Rückstrahlung. Strahlungsgleichgewicht und eine isotherme Schicht bilden sich aus, hochgelegen am Äquator, niedriger an den Polen. Windsysteme entstehen; die Verteilung von Wasser und Land macht sich geltend. Winde transportieren Wärme und Feuchtigkeit. Meeresströme schaffen warme Wassermengen in hohen Breiten. Wolken vermindern Zu- und Rückstrahlung. Die Klimagegensätze von Pol und Äquator gleichen sich aus. Die Wintertemperaturen liegen in Nordeuropa um 30° und mehr höher als bei solarem Klima.

Die quantitative Verfolgung dieser Vorgänge bietet Aufgaben von hohem physikalischen Interesse. Das vorliegende Buch liefert dem Physiker die hierzu notwendigen Grundlagen, die klimatischen Beobachtungstatsachen in gedrängter Form; in sofort benutzbaren Tabellen. Das Buch gliedert sich in vier Teile:

I. Die allgemeine Klimalehre, die den Einfluß von Strahlung, Wind und Niederschlag diskutiert. Wärmehaushalt, Kreislauf der Winde und des Wassers in der Atmosphäre werden besprochen. Im II. Teil wird ein geographisches System der Klimate gegeben. Statt der üblichen Dreiteilung werden 8 Zonen unterschieden. 1. Tropischer Regengürtel, 2. zwei Trockengürtel, 3. zwei warme gemäßigte Gürtel, 4. ein nur auf der Nordhalbkugel vorhandener Schnee- und Waldgürtel, 5. zwei Polkappen. Der III. Teil behandelt an Hand dieser Einteilung die Klimate der einzelnen Kontinente und Meere. Der IV. Teil gibt in gedrängten übersichtlichen Tabellen Mittel- und Grenzwerte für Lufttemperatur und Regenmenge, ferner Angaben über Bevölkerung, Luftfeuchtigkeit, Zahl der Regentage und tägliche Temperaturschwankungen.

Nach der dritten Auflage der großen dreibändigen Klimatologie von „Hann" (1500 Seiten) 1908—1911 ist das vorliegende Buch die einzige eingehende und übersichtliche Behandlung des gesamten Stoffes, und zwar aus der Feder des längst als Autorität auf diesem Gebiet bekannten Gelehrten. G. Angenheister.

**P. Pfeiffer, Organische Molekülverbindungen.** (Chemie in Einzeldarstellungen Bd. XI. Herausg. von Julius Schmidt.)

Das Buch gibt erstmalig eine systematische, möglichst lückenlose Bearbeitung der zahlreichen Molekülverbindungen, bei denen organische Körper eine Rolle spielen. Bei dem großen Interesse, das diese Verbindungen in praktischer und theoretischer Richtung haben, ist ihre spezielle Behandlung sehr begründet und lebhaft zu begrüßen.

Sinngemäß zerfällt der Inhalt in 2 Abschnitte, der erste behandelt Verbindungen mit gemischten Komponenten, also anorganischen und organischen, der zweite solche, die aus rein organischen Bestandteilen aufgebaut sind. Als Eingang geht eine kurze, äußerst klare Skizzierung der Wernerschen Koordinationslehre voraus, sie ist insbesondere so dargestellt, daß sich nötige Erweiterungen für die Anwendung auf organische Moleküle von selber ergeben.

Es ist ferner sehr erfreulich, daß stets ein großer Wert auf möglichste Feststellung der Konstitution der Molekülverbindung, also den genauen Angriffspunkt der Nebenvalenz gelegt wird. Während die Bindungsart des anorganischen Teiles meist leicht zu ermitteln ist durch Analogie mit gut ausgebauten Klassen, z. B. den Metallammoniaken usw., ist dies bei den organischen Komponenten meist schwieriger. Enthält eine solche außer Kohlenstoff und Wasserstoff noch andere Elemente, wie Sauerstoff, Stickstoff, Schwefel usw., so geht die Nebenvalenzbindung in der überwiegenden Zahl der Fälle von diesen aus, so daß der Übergang zum anorganischen Molekül gegeben ist. Ist jedoch kein solches fremdes Element vorhanden, wie bei den aromatischen Kohlenwasserstoffen, so ist es bis heute nicht möglich, einen Angriffspunkt festzustellen, so daß die Frage offen bleibt, ob überhaupt ein solcher

lokalisiert werden kann, oder ob die ganze Gruppe (z. B. ein Benzolring) als solche, wie sie jetzt provisorisch in den Formeln fungieren, definitiv als Nebenvalenzträger angesehen werden muß. Der Verfasser bevorzugt die zweite Auffassung, die in dem Begriff „mehratomiges Valenzfeld" gut erläutert wird.

Die einzelnen speziellen Abschnitte sind nach den Atomen geordnet, die für den Zusammenhalt wichtig sind, z. B. für Affinitätsausgleich am Sauerstoff (Alkohole, Äther, Phenole, Aldehyde usw.), Stickstoff usw. Sehr übersichtlich werden im großen Zusammenhang Tatsachen, wie z. B. solche, daß alkoholischer und Carbonyl-Sauerstoff einander koordinativ vertreten können.

Die einzelnen Verbindungsklassen sind sehr verschieden weit ausgearbeitet. Am eingehendsten untersucht sind bis heute die Sauerstoffverbindungen und die Erscheinung der Halochromie. Von rein org. Körpern sind nur 2 Klassen gut ausgebaut: Die Chinhydrone und die Komplexe der Nitrokörper, die übrigen sind mehr tabellarisch zusammengestellt.

Im letzten Kapitel werden Beispiele gebracht, wo Molekülverbindungen als Zwischenstufen verschiedener chem. Reaktionen nachgewiesen werden konnten, oder wie bei der Waldenschen Umkehrung zur Erklärung notwendig sind.

Von großer Wichtigkeit ist das Studium der einfachen org. Molekülverbindungen auch für die Beurteilung der häufig so bedeutungsvollen intramolekularen Komplexbildung. Eine solche muß z. B. für die Großzahl der gebräuchlichen Farbstoffe angenommen werden.

Selbstverständlich gründet sich die Festlegung der Struktur, bei den oft sehr labilen Verbindungen zum großen Teil auf Analogieschlüsse mit gut untersuchten Klassen, bei denen sie (durch Isomerieverhältnisse, systematische Variation von Substituenten opt. Asymmetrie usw.) bereits festgestellt wurde. Immerhin versteht es der Verfasser auch den voreingenommenen Leser zu überzeugen, daß die Koordinationslehre uns vorläufig allein ein Mittel gibt, um das weitschichtige experimentelle Material nach einheitlichen Gesichtspunkten zu ordnen.

Th. Reichstein.

---

**P. Walden, Molekulargrößen von Elektrolyten in nichtwäßrigen Lösungsmitteln.** Zur Kenntnis der Polymerie, Assoziation und Autokomplexbildung von Salzen, Säuren und Basen. 8°. XI, 350 S. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1923.

Der wesentliche Inhalt der Monographie ist die Zusammenstellung des experimentellen Materials, das über die Molekulargrößen von reinen Flüssigkeiten und von gelösten Stoffen Auskunft gibt. Der Verfasser hat seine Sammlung auf alle bekannten Lösungsmittel außer Wasser ausgedehnt, wie es ja seiner seit Jahren mit Erfolg festgehaltenen Forschungsrichtung entspricht. Das Buch stellt die erste und eine in ihrer Mannigfaltigkeit ungemein reizvolle und einzigartige Übersicht über ein Gebiet dar, dessen experimentelle Bearbeitung noch manchen wesentlichen Beitrag verlangt und das dem modernen theoretischen Physiker ein gerütteltes Maß dankbarer Probleme bietet.

Nach einer Einleitung (I. Teil), die sich mit der Polymerie von Molekülen als sehr allgemeiner Eigenschaft der Materie überhaupt beschäftigt und einige Beispiele dafür beschreibt, werden im II. Teil die experimentellen Daten zur Assoziation reiner Flüssigkeiten wiedergegeben und diskutiert. Auf diesem interessanten Gebiet ist, was die rationelle molekulartheoretische Bearbeitung anlangt, noch sehr viel zu tun. Stimmen doch die verschiedenen im Lauf der Zeit zur Messung des Assoziationsgrades vorgeschlagenen Methoden fast nie quantitativ überein und sogar qualitative Divergenzen kommen vor: man kann sagen, daß noch keine klare Einsicht erreicht ist darüber, was die Messungsergebnisse der verschiedenen Methoden molekulartheoretisch bedeuten. — Klarer liegt dieser Punkt für den Molekularzustand gelöster Stoffe; die hier besonders von E. Beckmann (dessen Gedächtnis das Buch gewidmet ist) geschaffenen Methoden z. B. liefern Material, dessen Deutung im Sinne der van't Hoffschen Theorie der verdünnten Lösungen einfach ist. Teil III behandelt die Methodik der M.G.-Messung gelöster Stoffe in ziemlicher Vollständigkeit; zu erwähnen wäre hier vielleicht die von Rast neuerdings in handliche Form gebrachte Bargersche Methode, die von der Beschränkung auf die engen Temperaturberichte der Gefrier- bzw. Siedepunkte frei ist. Dieser Gesichtspunkt ist bei der Temperaturabhängigkeit der Assoziationsvorgänge nicht unwichtig und würde auch die Ausdehnung der von Frazer energisch bearbeiteten direkten osmotischen Methoden auf die verschiedensten Lösungsmittel erwünscht erscheinen lassen. —

Der umfangreichste IV. Teil enthält die Messungsergebnisse an gelösten Stoffen, besonders Elektrolyten; geordnet nach Lösungsmitteln. Diese sind in die zwei Gruppen der organischen und anorganischen geteilt; die ersten sind nach Verbindungstypen geordnet (Alkohole, Säuren, Ester, Ketone, Äther usw.), die zweiten nach der Stellung des charakteristischen Elementes im periodischen System (Alkalisalze, Erdalkalisalze, Aluminiumverbindungen usw.). Im ganzen erstreckt sich die Übersicht auf 103 als L.M. verwendete Stoffe. Sie strebt in erster Linie vollständige Wiedergabe der vorliegenden Versuche an und legt weniger Gewicht auf die Kritik der einzelnen experimentellen Daten. Die Deutung geschieht nach der van't Hoffschen Theorie der verdünnten Lösungen: die hiernach berechneten Molekulargewichte, Dissoziations- bzw. Assoziationsgrade werden als Darstellung der tatsächlichen Verhältnisse der Molekulargrößen angesehen. Dies ist für schwache Elektrolyte (diese sind in nichtwäßrigen Mitteln meist noch wesentlich schwächer als in Wasser) ohne wesentliche Bedenken; für starke Elektrolyte ist dies aber nicht der Fall. Denn die jetzt so vielseitig experimentell und theoretisch gestützte Ansicht Bjerrums, wonach die zwischen den Ionen wirkenden Kräfte eine wesentliche Modifikation der van't Hoffschen Theorie bedingen, gewinnt in Mitteln kleiner Dielektrizitätskonstanten stark an Bedeutung. Die Werte der nach van't Hoff berechneten Größen (M.G. usw.) haben also bei Salzen zunächst nur Sinn als einfachste Darstellung der Messungen.

Doch wird auch eine späterhin mögliche, theoretisch besser begründete Berechnung der wahren Molekülzahl eine sich klar abzeichnende Tatsache nicht grundsätzlich verändern können: gerade die typischen starken Elektrolyte neigen in L.M. mit kleiner Dielektrizitätskonstante stark zur Assoziation. Der elektrostatische Charakter dieser Erscheinung wird besonders deutlich in der von Walden aufgedeckten Beziehung, die den nach van't Hoff berechneten Assoziationsgrad eines bestimmten Satzes mit der D.K. des Mittels quantitativ verknüpft. Die theoretische Klärung dieser Vorgänge dürfte auch Licht auf die Verhältnisse in wäßrigen Salzlösungen werfen. — Die Ergebnisse an Nichtelektrolyten, bzw. schwachen Elektrolyten, können vielleicht Aufklärung über die zwischen den Molekülen wirkenden Kräfte bringen (Dipol-, Quadrupelpolkräfte). — Für die theoretische Bearbeitung der Versuchszahlen

müssen allerdings in allen Fällen die Wirkungen eventueller chemischer Umsetzungen eliminiert werden, die zwischen dem gelösten Stoff und dem L.M. vor sich gehen können. Zur Kritik dieser Vorgänge wird in einzelnen Abschnitten, z. B. bei Chloroform und Benzol, Material geliefert (Solvolyse). — Ein V. Teil faßt die Ergebnisse zusammen und bringt allgemeine Betrachtungen über die Beziehungen des Materials zu anderen Gebieten. Ein sorgfältig angelegtes Register erhöht den Wert des Buches als vielseitig brauchbares Nachschlagewerk.

Seine äußere Form ist gefällig; die vielen Tabellen sind übersichtlich angeordnet.

Als Übersicht über z. T. wenig bekanntes und bisher zerstreutes Material hat das Buch einen besonderen Wert und wird reiche Anregung ausüben können sowohl auf die Abrundung der experimentellen Forschungsergebnisse als auf die theoretische Durchdringung einer Reihe von wichtigen Fragen. L. Ebert.

**H. Greinacher, Bausteine der Atome.** Neujahrsblatt, herausgegeben von der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich auf das Jahr 1924, 126. Stück. 21 S. m. 18 Abbildungen. Zürich, Beer & Cie. 1924.

Das 126. Neujahrsblatt der Naturforschenden Gesellschaft Zürich entstammt der gewandten Feder Greinachers. Wie der Titel „Bausteine der Atome" erraten läßt, gibt der Verfasser eine Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der Ionen, Elektronen und Alphateilchen und schildert ihre Rolle beim Aufbau der Atome. Die Arbeit zerfällt in eine Reihe kürzerer Kapitel: 1. Materie und Elektrizität; 2. die Ionen; 3. die Isolierung und Analyse des Elektrons; 4. die Elektronenröhren; 5. Eigenschaften der Elektronen; 6. Energie und Masse; 7. die Alphastrahlen; 8. die Alphateilchen und der Atomkern; 9. das Alphateilchen als Baustein des Atoms; 10. das positive Elektron; 11. der Atombau. Durch sprachliche Gewandtheit, glückliche Veranschaulichungen und Anführung einer Reihe fast durchwegs eigener Versuche, die namentlich zu Demonstrationen sehr geeignet erscheinen, hat es der Verfasser verstanden, der Darstellung einen besonderen Wert zu verleihen und dem Gegenstand neue Seiten abzugewinnen. Die Schrift wendet sich in erster Linie an den gebildeten Laien und kann diesem als angenehme Lektüre warm empfohlen werden, aber auch der Fachmann wird manche Einzelheiten darin finden, die für ihn von Interesse sind. Tank.

**W. Wien, Goethe und die Physik.** Vortrag gehalten in der Münchner Universität am 9. Mai 1923. 8°. 39 S. m. Zitatnachweis. Leipzig, J. A. Barth, 1923. Gz. M. 1.20.

Das Problem: Goethe als Naturforscher hat Helmholtz als erster, und zwar mehr allgemein, unter dem Gesichtspunkt einer Kritik des Unterschiedes künstlerischer und wissenschaftlicher Gestaltung geistiger Werte behandelt. Der Vortrag Wiens untersucht insbesondere die Stellung Goethes zur Physik. Diese ist in seiner Geistesrichtung begründet und immer dort glücklich, wo es auf die Verbindung der Physik mit der Geisteskultur der Menschheit ankommt, erfolglos aber da, wo es sich um die Physik als Spezialwissenschaft handelt. Dies zeigt sich in der Feindschaft Goethes gegenüber der Theorie. Er erkennt die Wichtigkeit der Mathematik für die messende Wissenschaft zwar an, tadelt aber ihre Anwendung in der Physik. Noch unglücklicher ist Goethes Feindschaft gegenüber der Experimentalphysik, die nicht etwa durch Unkenntnis der Mathematik, sondern durch die geistige Einstellung auf die pantheistische Weltanschauung bedingt ist. Experimenten wird von vornherein jede Beweiskraft abgesprochen. Sie bewirken nur eine Absonderung des Menschen von der Welt der reinen Erscheinung, während doch der Mensch selbst der genaueste Apparat ist und, soweit der Teilgeist vermag, als solcher am besten den Weltgeist, ihm direkt gegenübertretend, verstehen kann. Die Physik dagegen strebt gerade Befreiung von den spezifischen Sinnesqualitäten in ihren Methoden an, also Befreiung von dem Element, welches Goethe als Grundlage und Vorbedingung für jede Erkenntnis des Urphänomens ansieht. So kann der Physiker Goethe in seinem Kampf gegen Newton nicht recht geben; denn Goethe greift ihn nicht in Schwächen seiner Theorie, sondern in seinen Experimenten an. Der Wert der Goetheschen Farbenlehre, soweit sie heute anerkannt wird, liegt auf dem Gebiete der Physiologie; für den Physiker ist Goethes Farbentheorie logisch unhaltbar.

Wo es sich dagegen um die allgemeinen Aufgaben der Wissenschaft und ihre Zusammenhänge mit der Gesamtheit der Kultur handelt, zwingen Goethes Anschauungen zu bedingungsloser Anerkennung. Über Aufgabe und Methode der Naturforschung, über das Verhältnis der Physik zur Philosophie, weisen z. B. die Maximen und Reflexionen, wie der Entwurf einer Farbenlehre die feinsten Bemerkungen auf. In den höchsten Höhen des menschlichen Erkennens trägt uns die poetische Verklärung im zweiten Teil des Faust. Die Mütter, die Gestaltungsformen des Denkens, umschwebt von den Bildern aller Kreatur, den Theorien als Ergebnis der Anwendung des Denkens auf das Naturgeschehen, verleihen — im Dreifuß — die Macht, durch die Theorie zur Erkenntnis zu gelangen und die Natur zu meistern. Alle Erkenntnis aber dringt nicht zur Wirklichkeit selbst, sondern nur zum ewig unvollkommenen Gleichnis vor.

Der Dank des Physikers, den er dem Philosophen und Erkenntniskritiker schuldet, gehört auch der Goetheschen Kunst. Baerwald.

## Personalien.

**(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

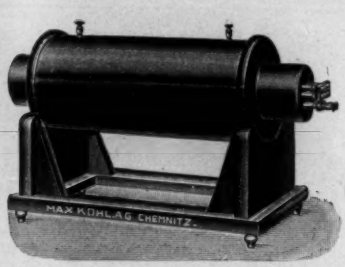
**Berufen:** Der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Karl Försterling zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Köln, der ord. Prof. an der Universität München Geheimrat Dr. W. Wien hat die Berufung zum Präsidenten der Phys.-techn. Reichsanstalt abgelehnt.

**Verliehen:** Dem Privatdozent und Konservator am Institut für angewandte Chemie der Universität Erlangen Dr. Günter Scheibe Titel und Rang eines a. o. Professors.

**Gestorben:** Der Elektrotechniker Dr.-Ing. Charles E. L. Brown in Montagnola, Mitbegründer der A.-G. Brown, Boveri & Co. in Baden bei Zürich.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

# Max Kohl A.G. Chemnitz




62582. Funkeninduktor mit Sekundärwicklung von geringem Widerstand, für Wehnelt-Unterbrecher, 400 mm Funkenlänge.

**Physikalische Apparate**

**Funken-Induktoren**
**Ölluftpumpen**
**Experimentier-Schalttafeln**
**Projektions-Apparate**
**Laboratorienmöbel**

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

---

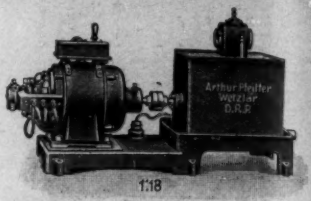
# Präzisions-Strom-und Spannungsmesser

für Gleichstrom

Verlangen Sie unsere Preisliste 561

**SIEMENS & HALSKE A.-G.**
WERNERWERK, SIEMENSSTADT BEI BERLIN

# Pfeiffer's



1:18

**Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.**

**Hochvakuum-Pumpen,** Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
**Photometer** aller Systeme
**Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.**
**Funken-Induktoren** bis 1000 mm Funkenlänge
**Doppel-Pendelgleichrichter**
**Oscillographen**

**Quecksilber-Dampfstrahlpumpe**
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

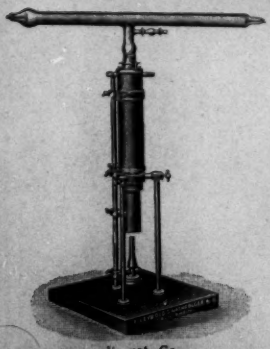
1:20

**15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek.**
vom Vorvakuum ab.
*Listen von Abt. H anfordern.*

Vgl. Techn. Physik. 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.

## Arthur Pfeiffer
**Wetzlar 8**
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

## Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
**nach Prof. Gaede**
D.R.P. und Auslandspatente angemeldet


$^1/_{10}$ nat. Gr.

**Saugleistung: 15 Liter per Sek.**
**Vorvakuum: 20 mm**
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

## E. Leybold's Nachfolger A.-G.
**Köln a/Rhein, Brüderstr. 7**

Sonderliste auf Wunsch


Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.